Röntgenelemente für die Dosimetrie

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Harald F. H. Warrikhoff

aus Berlin

1965

1. Gutachter: Prof. Dr. R. Hosemann
2. Gutachter: Prof. Dr. H. Lassen
Tag der mündlichen Prüfung: 14. Mai 1965
Tag der Promotion:
31. Juli 1965

Sonderdruck aus
„Zeitschrift für angewandte Physik", 18. Band, 1. Heft, 1964, S. 44—53
Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg · New York

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Röntgenelemente für die Dosimetrie

I. Teil*

Von Harald F. H. Warrikhoff

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 18. April 1964)

Vorwort

Es geschieht gewiß nicht oft, daß man bei der Beschreibung eines neuen Gerätes der Strahlungsmeßtechnik bis auf die Anfänge dieses Zweiges der Atomphysik zurückgreifen muß. Die klassischen Detektoren, wie Film, Leuchtstoff und Ionisationskammer, sind kontinuierlich auf den heutigen Stand der Technik gebracht worden. Allein das hier behandelte Röntgenelement, das erstmals im Jahre 1900 von Curie und Sagnac beschrieben worden ist und zu Anfang dieses Jahrhunderts schon ein mancherorts verwendetes Meßsystem darstellte, mußte 1941 von B. Hess neuentdeckt werden.

Der direkte Umsatz von Strahlungs- in elektrische Energie ohne jegliche Hilfsenergie und die quantitative meßtechnische Erfassung auch der höchsten zur Zeit erzielbaren Dosisleistungen garantieren diesem Gerät einen besonderen Platz unter den Strahlunsgdetektoren. Für die Verwendung des Röntgenelements in der Dosimetrie war es aber erforderlich, den einzigen, aber wesentlichen Nachteil dieses Geräts, nämlich seine starke Wellenlängenabhängigkeit, zu beseitigen. Dies ist mit Hilfe einer neuen Methode erreicht worden, die wir mit „Elektronenfilterung" bezeichnet haben und die auch auf verschiedene andere Detektoren übertragbar ist. Entsprechend den beiden obengenannten besonderen Eigenschaften des Röntgenelements wird es auf dem Gebiet der Hochdosisleistungsmessung (Hochleistungs-Röntgenröhre, Impulsstrahler, Reaktor) und dem der Individual-Dosimetrie (Taschendosimeter) neue Möglichkeiten eröffnen manche der in letzter Zeit erhobenen Anforderungen zu befriedigen (vgl. hierzu Wachsmann [16]).

1. Theoretische Grundlagen des Röntgenelements

In diesem ersten Teil[1] werden die theoretischen Grundlagen für Röntgenelemente behandelt und die mit Hilfe von aus der Literatur bekannten Zahlenwerten über die Ansprechwahrscheinlichkeit von GM-Zählrohren und über den Botheschen Elektronen-Rückstreukoeffizienten durchgeführten Berechnungen verglichen mit den eigenen experimentellen Ergebnissen, die selbst erst im zweiten Teil ausführlich behandelt werden.

Röntgenelemente sind batterielos arbeitende Detektoren, die für Röntgen- und Gammastrahlung empfindlich sind. Zunächst werden ihre Funktionsweise (1.1) und die Betriebsmöglichkeiten zur Dosis- oder Dosisleistungsmessung beschrieben (1.2), wobei insbesondere die Schaltungen zur Messung des Kurzschlußstroms und der Leerlaufspannung behandelt werden. Im Abschnitt 1.3 werden speziell Elemente mit konzentrischen Zylinderelektroden berechnet und diskutiert, soweit dies ohne spezielle Kenntnis der Energieverteilung $\Phi(E_z)$ der ausgelösten Elektronen möglich ist. Im Anhang I werden dazu die Elektronenbahnen berechnet. Unter anderem ergeben sich interessante Unterschiede, je nachdem, ob das schwerere Element die Innenelektrode (Stabelement) oder die Außenelektrode (Mantelelement) bildet. Im Abschnitt 1.4 wird schließlich für eine spezielle Energieverteilung (Rechteckfunktion) ein quantitativer Vergleich zwischen den Empfindlichkeiten des Stab- und des Mantelelements durchgeführt. Hilfsrechnungen findet man im Anhang II. Die im Abschnitt 1.5 berechnete Zahlenwerte stimmen sehr befriedigend mit den Experimenten überein.

1.1. Funktionsprinzip des Röntgenelements

Der vom sichtbaren Spektrum der elektromagnetischen Strahlung bewirkte „äußere photoelektrische Effekt" tritt auch bei Röntgen- und Gammastrahlung auf. Entsprechend der höheren Energie dieser Strahlen sind auch die ausgelösten Elektronen energiereicher und vermögen ihnen in den Weg gestellte Elektroden auf Potentiale aufzuladen, die z.B. mit einem einfachen Kohlhörsterschen Schlingenelektrometer leicht zu messen sind.

* D 188, I. Teil.

[1] Teil II und III folgen demnächst in dieser Zeitschrift.

Abb. 1 gibt schematisch den Schnitt durch ein sphärisches oder zylindrisches Röntgenelement wieder. In einem Vakuumgefäß befinden sich — isoliert voneinander — zwei konzentrische Kugelschalen bzw. Hohlzylinder, die die Elektroden des Elements darstellen und mit einem Elektrometer verbunden sind. Bei dieser Bauform z. B., dem sog. Mantelelement, besteht die äußere Elektrode aus einem Schwermetall, die andere aus einem Leichtmetall. Wird diese Anordnung von Röntgen- oder Gammastrahlen getroffen, so werden durch den Photoeffekt aus der Schwermetallschicht mehr Photoelektronen als aus der Leichtmetallschicht ausgelöst. Im Vakuumraum sind also zwei Ströme von Photoelektronen zu unterscheiden:

1. Der Strom von der Schwermetall-Elektrode zur Leichtmetall-Elektrode und

2. der (kleinere) Strom in umgekehrter Richtung.

Der nutzbare Röntgenelementstrom resultiert aus der Differenz dieser Ströme und ist um so stärker, je mehr sich die Elektrodenmaterialien in ihren Ausbeuten an Photoelektronen unterscheiden.

Betrachten wir eine Elektrode mit Sättigungsdicke, d. h. einer Schichtdicke, die der Reichweite der energiereichsten entstehenden Photoelektronen entspricht, so wird für die Wahrscheinlichkeit η, daß ein Röntgen- oder Gammaquant in ein Elektron umgesetzt wird, das die Schicht auch verlassen kann, gelten:

$$\eta \sim \tau_P \cdot R_P \qquad (1)$$

wobei mit

τ_P der Massenabsorptionskoeffizient für den Photoeffekt in cm^2/g und mit

R_P die Reichweite der ausgelösten Photoelektronen in g/cm^2 bezeichnet wird.

Da die Reichweite von Elektronen in guter Näherung von der Ordnungszahl Z des betreffenden Materials unabhängig ist, kann man für Gl. (1) wegen $\tau_P \sim Z^3$ näherungsweise auch schreiben:

$$\eta \sim Z^3. \qquad (2)$$

Der Umsatz von Strahlungsquanten in Photoelektronen ist also in sehr starkem Maße von der Ordnungszahl Z des Elektrodenmaterials abhängig, so daß man zweckmäßigerweise die eine Elektrode aus einem Schwermetall (z. B. Blei) und die andere aus einem Leichtmetall (z. B. Aluminium) herstellt. Die Bezeichnung „Metall" soll hier nur auf die Eigenschaft der elektrischen Leitfähigkeit hinweisen.

In beiden Elektroden werden — insbesondere bei Gammastrahlung — auch Compton-Elektronen ausgelöst. Dieser Effekt ist in erster Näherung von der Ordnungszahl des Materials unabhängig, so daß pro Oberflächeneinheit aus beiden Elektroden etwa die gleiche Anzahl von Compton-Elektronen austritt. Beim Auftreffen auf die Gegenelektrode werden sie jedoch in unterschiedlicher Weise absorbiert. Die Elektronen der Leichtmetall-Elektrode werden von der Schwermetallelektrode größtenteils zurückgestreut, die aus der Schwermetallelektrode dagegen zum größten Teil in der Leichtmetallelektrode absorbiert, so daß auf diese Weise auch die Compton-Elektronen an der Aufladung des Röntgenelements beteiligt sind.

Die unterschiedliche Absorption bzw. Rückstreuung in der jeweiligen Gegenelektrode gilt natürlich auch für die Photoelektronen und bewirkt in diesem Fall eine Erhöhung des Differenzstromes[1].

Alle vorstehenden Betrachtungen gelten nur für die ausgelösten Primärelektronen. Selbstverständlich werden von ihnen auch Sekundärelektronen ausgelöst, und zwar sowohl beim Verlassen der einen Elektrode als auch beim Auftreffen auf die Gegenelektrode. Werden für die Elektroden keine Materialien mit außergewöhnlichem Sekundärelektronen-Effekt verwendet, so wird sich dieser Effekt bei einer Spannung von $U_R = 0$ zwischen den Elektroden in erster Näherung kompensieren und kann daher — wie in den

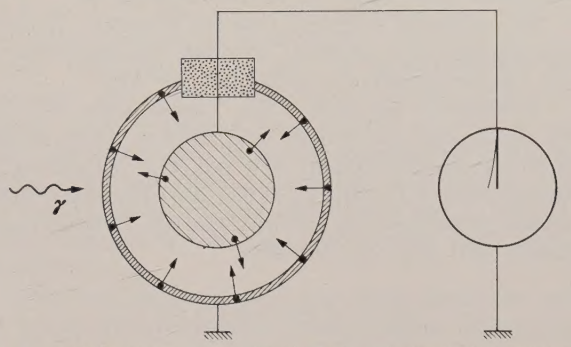

Abb. 1. Funktionsschema eines kugel- bzw. zylinderförmigen Röntgenelements mit Schwermetall in der Außenelektrode (Mantelelement). Die Anzahl der eingezeichneten Pfeile symbolisiert die Elektronenausbeute bei Bestrahlung

folgenden Rechnungen geschehen — vernachlässigt werden. Grundsätzlich würde der Röntgenelementstrom verstärkt werden, wenn die Schwermetallelektrode einen möglichst großen und die Leichtmetallelektrode einen möglichst geringen Sekundärelektronen-Koeffizienten aufwiese.

Bei Spannungen am Element von $U_R > 0$ werden die Sekundärelektronen zusammen mit dem „weichen" Anteil der Primärelektronen von einem anwachsenden elektrostatischen Feld zwischen den Elektroden immer zahlreicher zur (positiven) Schwermetallelektrode getrieben und verursachen auf diese Weise eine Abnahme des nutzbaren Ladungstransports im Element.

Im Prinzip arbeitet also das Röntgenelement wie eine Vakuum-Photozelle für sichtbares Licht im Anlaufstromgebiet. Die aus einer Elektrode ausgelösten Elektronen laden die Gegenelektrode negativ auf, so daß ein die Elektronen bremsendes elektrostatisches Feld zwischen den Elektroden entsteht. Bei fortlaufender Bestrahlung wird die Potentialdifferenz schließlich so groß, daß auch die energiereichsten Elektronen nicht mehr zur Gegenelektrode gelangen und der Elektronenfluß zum Erliegen kommt. Die Spannung am Ende dieses Prozesses entspricht der Energie der energiereichsten Elektronen und liegt bei der optischen Photozelle in der Größenordnung von 1 V.

Beim Röntgenelement ist jedoch ein Teil der ausgelösten Elektronen so energiereich, daß die Zelle trotz einiger anderer störender Effekte bis auf einige tausend Volt aufgeladen werden kann. Wegen dieser Eigenschaft, bei Bestrahlung eine eigene elektromotorische Kraft zu erzeugen, trägt diese Anordnung auch den Namen Röntgen*element*.

[1] Dieser für die Funktion wesentliche Effekt tritt auch bei extrem harter Strahlung (Ultrastrahlung) auf und ist dort seit langem bekannt [7, 11].

Der im Element von der Strahlung bewirkte Ladungstransport wird mittels eines angeschlossenen Elektrometers gemessen. Bei geeigneter Dimensionierung von Röntgenelement und Elektrometer ist dann die Aufladung ein Maß für die Dosis.

1.2. Strom- und Spannungsmessung am Röntgenelement

Während die Dosisleistung DL dem Kurzschlußstrom I_R des Röntgenelements proportional ist, entspricht die verabreichte Dosis D der im Röntgenelement transportierten Ladungsmenge Q. Bei gegebener Dosis ist dieser Ladungstransport der Elektrodenoberfläche F proportional [3], nimmt jedoch mit steigender Spannung am Element stetig ab.

Im folgenden sollen nun die ein Element (Batterie) kennzeichnenden Größen, nämlich Kurzschlußstrom und Leerlaufspannung behandelt werden:

Betrachten wir zuerst die Verhältnisse bei einer Strommessung mit einem sehr kleinen Arbeitswiderstand (Kurzschlußstrom), d.h. bei einer Spannung am Röntgenelement von $U_R \approx 0$. Als Empfindlichkeit definieren wir hier die Stromstärke pro Dosisleistungseinheit und man erhält dafür

$$\frac{I_R}{DL} = F\,|\bar{\sigma}_i - \bar{\sigma}_k| = F\sigma^*. \tag{3}$$

I_R = Kurzschlußstrom [A],
DL = Dosisleistung [r/sec],
F = Wirksame Elektrodenoberfläche [cm²],
$\bar{\sigma}_i$ = Effektive spezifische Flächenempfindlichkeit der Elektrode i [Asec/r cm²],
σ^* = Spezifische Stromausbeute einer Elektrodenkombination i, k bei $U_R \approx 0$ [Asec/r cm²].

Da aber $I_R = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ und $DL = \frac{\Delta D}{\Delta t}$, gilt weiterhin:

$$\frac{I_R}{DL} = \frac{\Delta Q}{\Delta D}, \tag{4}$$

mit Q = Transportierte Ladungsmenge [Asec],
D = Dosis [r],
t = Zeit (sec),

d.h., bei einer Elementspannung von $U_R \approx 0$ sind die Werte für Strom pro Dosisleistung und Ladungstransport pro Dosis einander gleich.

Die effektive spezifische Flächenempfindlichkeit $\bar{\sigma}$ hängt einerseits von der aus der Elektrode pro Dosis- und Oberflächeneinheit ausgelösten Ladungsmenge σ ab. Diese σ-Werte lassen sich aus den in der Literatur zu findenden Empfindlichkeiten σ' von GM-Zählrohren leicht berechnen (Abb. 3, Tabelle 1).

Tabelle 1. *Materialkonstanten einiger Elektroden*

Z	Element	A	R	σ'_{Co-60}	σ'_{Cs-137}
				Elektronen/cm² r	
6	C	0,83	0,17	$1{,}45 \cdot 10^7$*	$1{,}33 \cdot 10^7$*
13	Al	0,73	0,27	$1{,}45 \cdot 10^7$	$1{,}33 \cdot 10^7$
29	Cu	0,56	0,44	$1{,}39 \cdot 10^7$	$1{,}17 \cdot 10^7$
82	Pb	0,31	0,69	$1{,}65 \cdot 10^7$	$2{,}23 \cdot 10^7$
		(Nach Siegbahn [15])		(Nach Hine [10])	

* Mangels Literaturangaben die Werte für Al.

Wir haben nur zu bedenken, daß im Zählrohr wie im Röntgenelement die Energie der in der Zählrohrwand bzw. Röntgenelement-Elektrode absorbierten Quanten in kinetische Energie von primären Photo- und Compton-Elektronen umgesetzt wird. Nur die Primärelektronen, die die Wand auch verlassen können, werden beim GM-Zählrohr gezählt, bzw. beim Röntgenelement als Strom gemessen. Die Sekundärelektronen sind in beiden Fällen uninteressant: Beim Röntgenelement werden sie, wie schon oben erläutert, zu Null kompensiert, und beim Zählrohr werden sie in der Stoßentladung, die das Primärelektron (oder ein von ihm erzeugtes Sekundärelektron) hervorgerufen hat, zusammen mit dem Primärelektron als ein Impuls gezählt.

Ähnliches gilt für die durch Sekundärquanten (Fluoreszenz, Compton-Effekt) erzeugten etwas härteren Sekundärelektronen. Im Geiger-Müller-Zählrohr ändern sie, da koinzident, abermals die Impulsfolge nicht, im Röntgenelement allerdings tragen sie bei nicht zu hohen Gegenspannungen U_R zum Meßeffekt bei. Ihr Anteil ist jedoch so gering, daß er in der folgenden Überschlagsformel vernachlässigt wird[1].

Es kann also in guter Näherung angenommen werden, daß jeder Zählstoß einem durch die Strahlung aus der Wand ausgelösten Primärelektron entspricht, und man erhält:

$$\sigma' \cdot 1 \text{ Elementarladung} \cdot \frac{1}{\pi} = \sigma. \tag{5}$$

σ' = Zählrohrempfindlichkeit = Zählstöße pro Dosis- und Schattenflächeneinheit [1/r cm²],
σ = Spezifische Flächenempfindlichkeit = Ladungsemission pro Dosis- und Oberflächeneinheit [Asec/r cm²].

Diese σ'-Werte gelten für zylindrische Kathoden und stellen das Mittel über alle Oberflächenelemente auf dem Umfang des Zählrohres bzw. der Elektrode dar. In den Elektroden wird die primäre Richtungsverteilung der Photo- und Compton-Elektronen infolge von Mehrfachstreuung derart beeinflußt, daß die die Elektrode tatsächlich verlassenden Elektronen eine praktisch halbkugelförmige Richtungsverteilung aufweisen. Bei homogener Absorption der Primärstrahlung in der Elektrode ist dann die Emission pro Oberflächeneinheit unabhängig von der Einfallsrichtung der Primärstrahlung, wie dies auch Huppertsberger [12] und Jorgensen [13] gezeigt haben (siehe hierzu und für das Folgende die Experimente im Abschnitt 2.5[2]).

Bei der Berechnung von $\bar{\sigma}$ ist aber andererseits auch zu berücksichtigen, daß nur ein Bruchteil A der die Gegenelektrode erreichenden Elektronen dort auch absorbiert, der Anteil

$$R = 1 - A \tag{6}$$

aber wieder zurückgestreut wird. Somit erhält man für Einfachrückstreuung

$$\bar{\sigma}_i = \sigma_i A_k. \tag{7}$$

$R_k = 1 - A_k$ = Bothescher Elektronen-Rückstreukoeffizient für das Material der Elektrode k.

Dieser Rückstreukoeffizient ist praktisch für alle Primärelektronen im Röntgenelement unabhängig von der Elektronenenergie [2].

Die Gl. (3) gilt streng nur für Röntgenelemente in Form von Plattenkondensatoren; in erster Näherung jedoch auch für solche in Form von Zylinder- oder Kugelkondensatoren, wenn für F die Fläche der

[1] Die im Gasvolumen des Zählrohrs absorbierten Quanten sind im hier interessierenden Wellenlängenbereich gleichfalls zu vernachlässigen.

[2] II. Teil.

Innenelektrode eingesetzt wird[1]. Diese Gleichung, wie auch die Untersuchungen von Espe [3] lehren, daß man zur Erzielung einer möglichst großen Stromstärke pro Dosisleistungseinheit bei gegebenen Elektrodenmaterialien eine möglichst große Elektrodenoberfläche verwenden muß. Auf Grund solcher Überlegungen schlug Hess [8, 9] zur Dosisleistungsmessung Röntgenelemente z. B. in Form von Wickelkondensatoren oder, in Anlehnung an den Tantalyt-Kondensator, in Form von porösen Körpern vor.

Wenden wir uns jetzt der Spannungsmessung am Röntgenelement bei praktisch unendlich großem Außenwiderstand (Leerlaufspannung) zu. Weil der Ladungstransport jetzt auch stark von der an den Elektroden liegenden Spannung beeinflußt wird, definieren wir hier als Empfindlichkeit ε den Quotienten aus Spannungsänderung und Dosiszuwachs:

$$\varepsilon = \frac{dU_R}{dD} = \frac{1}{C_R}\left(\frac{dQ_i}{dD} - \frac{dQ_k}{dD}\right) \text{ [V/r]}. \tag{8}$$

C_R = Kapazität des Röntgenelements (Kapazität des Meßgeräts wird vernachlässigt) [F],
Q_i = Effektive Ladungsemission der Elektrode i [Asec].

Da bei Bestrahlung des Röntgenelements die Spannung vom Wert 0 mit der Anfangsempfindlichkeit ε_0 beginnend bis zu einem Grenzwert $U_{R\max}$ (hier ist $\varepsilon = 0$) stetig steigt und nur der Betrag von ε von Interesse ist, gilt:

$$|\varepsilon_0| \geqq |\varepsilon| \geqq 0, \tag{9}$$

so daß zur Vereinfachung der Rechnung dem Index i in Gl. (8) immer die Elektrode mit der größeren Ausbeute (Schwermetall) zugeordnet werden soll.

Speziell gilt für den *Zylinderkondensator:*

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{2\pi r_i H \bar{\sigma}_i G_1 - 2\pi r_k \bar{\sigma}_k G_2}{\frac{H}{2\,|\ln r_k/r_i|}}\, M \\ &= 4\pi \left|\ln \frac{r_k}{r_i}\right| (r_i \bar{\sigma}_i G_1 - r_k \bar{\sigma}_k G_2) M \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

r_i = Radius des Zylinders i [cm],
H = Zylinderhöhe [cm],
G_1, G_2 = Funktionen von $r_{i,k}$, U_R und der Energieverteilung der ausgelösten Elektronen $\Phi(E_2)$.
M = $0{,}9 \cdot 10^{12}$ cm/F (Maßfaktor).

Die Funktionen G_1 und G_2 berücksichtigen die Beeinflussung des Ladungstransports durch die Elementspannung U_R und werden im Anhang I berechnet.

In dieser Gl. (10) fällt die Höhe H des konzentrischen Systems aus der Rechnung heraus, wenn in entsprechender Weise vorausgesetzt wird, daß die Radien $r_{i,k}$ im Verhältnis zur Höhe H klein genug, und somit der Einfluß der Stirnflächen vernachlässigt werden darf. Errechnet man für Gl. (10) das optimale Radienverhältnis r_i/r_k, das die höchste Empfindlichkeit ε gewährleistet, so wird diese Gleichung und damit auch die Empfindlichkeit nur vom Radius einer Elektrode abhängig und diesem wiederum direkt proportional sein.

[1] Im Falle des Zylinderkondensators z. B., ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Elektronen der Außenelektrode die Innenelektrode treffen etwa gleich r_1/r_2. Die Elektronen der Innenelektrode treffen dagegen sämtlich die Außenelektrode. Wird die Fläche der Außen- und der Innenelektrode mit der zugehörigen Wahrscheinlichkeit „gewichtet", so erhält man als effektive Fläche immer die der Innenelektrode: $F = 2\pi r_1 H$. $1 = 2\pi r_2 H$. $r_1/r_2 = F_{\text{innen}}$.

Basler [1] hat gezeigt, daß in den Fällen des Platten-, Zylinder- und Kugelkondensators die Empfindlichkeiten den dritten Wurzeln aus den von den Elektroden eingeschlossenen Volumina proportional sind. Eine Vergrößerung der Oberfläche unter Beibehaltung eines vorgegebenen Volumens — z. B. durch Ineinanderschachtelung koaxialer Zylinder — bringt also beim Dosimeter keine Empfindlichkeitssteigerung. Diese Tatsache gestattet eine vereinfachte Konstruktion des Gerätes. Ein einziges Elektrodenpaar läßt sich nicht nur leichter herstellen und montieren als z. B. ein ganzer Wickel, sondern auch die Verwendung von Vakuum als Isolator wird durch den Einbau derartiger Elektrodensysteme in eine Vakuumröhre ermöglicht. Auf diese Weise werden alle Störeffekte, die in einem materiellen Isolator bei Bestrahlung auftreten [6] vermieden. Schließlich läßt sich zur Erzielung der für Dosimeter geforderten Richtungsunabhängigkeit ein einziges Elektrodenpaar auch relativ einfach in der Form konzentrischer Zylinder, Prismen oder Kugelschalen aufbauen. Diese Konstruktionsweise wurde für eine Vielplattenanordnung von Glöde und Tausig [4] bereits angegeben; sie ist aber gerade dort kaum durchführbar.

Allerdings hat man sich bei dieser Bauweise mit nur einem Elektrodenpaar einiger freier Parameter zur Erzielung der Wellenlängenunabhängigkeit, wie z. B. Anzahl und Reihenfolge verschiedener Elektroden, zu begeben. Wie aber später (Teil III) gezeigt wird, kann man die Wellenlängenunabhängigkeit auch in einem einzigen Elektrodenpaar dadurch erreichen, daß man die von der Strahlung aus den Elektroden ausgelösten Elektronen in geeigneter Weise filtert. Aus allen diesen Gründen beschränkt sich die vorliegende Arbeit auf die Ausgestaltung eines Röntgenelements als Detektor für ein Dosimeter. Zur Vereinfachung der Elektrodenkonstruktion wurde das Vakuum-Röntgenelement in Anlehnung an die bekannten Pen-Dosimeter in Form koaxialer Zylinder aufgebaut. Es ist dann zumindest für alle Strahlrichtungen senkrecht zur Zylinderachse exakt richtungsunabhängig. Wegen der starken Elektronenstreuung in der Schwermetallelektrode ist jedoch zu erwarten, daß sich die Richtungsunabhängigkeit auch auf eine gewisse Kugelzone erstrecken wird.

1.3. Die speziellen Gleichungen für die Empfindlichkeit zylindrischer Röntgenelemente und ihre Diskussion

Wir gehen aus von der in Gl. (10) definierten Empfindlichkeit ε. Im Ansatz für diese Gleichung waren folgende vereinfachende Annahmen berücksichtigt worden:

1. Die Zylinderhöhe H ist groß gegenüber den Zylinderradien $r_{i,k}$.

2. Es wird nur Einfachrückstreuung der Elektronen an den Elektroden angenommen.

3. Im GM-Zählrohr entspricht jeder Zählstoß einem einzigen aus der Wand ausgelösten Primärelektron. Die spezifische Flächenempfindlichkeit σ kann also mittels Gl. (5) aus der in der Literatur bekannten (Abb. 3, Tabelle 1) Empfindlichkeit von GM-Zählrohren berechnet werden.

4. Die Richtungsverteilung der ausgelösten Elektronen ist halbkugelförmig.

5. Der Bothesche Rückstreukoeffizient ist praktisch für alle Primärelektronen unabhängig von ihrer Energie.

Zur Berechnung der Funktionen G_1 und G_2, die im Anhang I durchgeführt ist, wird schließlich vereinfacht:

6. $$\frac{2}{\pi} \arcsin \varphi = \varphi . \tag{11}$$

Bezeichnet man hier und im folgenden die Werte der Innenelektrode mit dem Index 1, die der Außenelektrode mit dem Index 2, so lassen sich die Empfindlichkeiten ε_M für ein Mantelelement (Schwermetall in der Außenelektrode) bzw. ε_S für ein Stabelement (Schwermetall in der Innenelektrode) sofort angeben:

Aus Gl. (10) wird mit den Gln. (37) und (38) des Anhangs I, wobei $\Phi(E_z)$ nach Gl. (36) eine auf 1 normierte Verteilungsfunktion ist:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_M = 4\pi r_1 \ln \frac{r_2}{r_1} \times \\ \times \left[\bar{\sigma}_2 \int_{E_R}^{\infty} \Phi(E_z) \sqrt{1 - E_R/E_z}\, dE_z - \bar{\sigma}_1 \right] M , \end{aligned} \right\} \tag{12}$$

bzw. mit den Gln. (41) und (44) des Anhangs I:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_S = 4\pi \ln \frac{r_2}{r_1} \left[\bar{\sigma}_1 \left(r_2 \int_{E_R}^{\beta' E_R} \Phi(E_z) \times \right.\right. \\ \times \sqrt{1 - E_R/E_z}\, dE_z + r_1 \int_{\beta' E_R}^{\infty} \Phi(E_z)\, dE_z \Big) - \\ - \bar{\sigma}_2 \left(r_2 \int_{0}^{\gamma' E_R} \Phi(E_z)\, dE_z + \right. \\ \left.\left. + r_1 \int_{\gamma' E_R}^{\infty} \Phi(E_z) \sqrt{1 + E_R/E_z}\, dE_z \right) \right] M \end{aligned} \right\} \tag{13}$$

mit

$$\beta' = \frac{r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} \tag{14}$$

und

$$\gamma' = \frac{r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} . \tag{15}$$

Ohne die Energieverteilung der ausgelösten Elektronen $\Phi(E_z)$ näher zu kennen, lassen sich schon folgende Eigenschaften des Röntgenelements aus diesen Gleichungen herleiten:

a) Sowohl Gl. (12) als auch Gl. (13) enthalten das Radienverhältnis r_2/r_1. Während beim Mantelelement eine Optimierung dieses Verhältnisses ganz allgemein auf den Wert

$$r_2/r_1 = e \tag{16}$$

führt, gilt dies beim Stabelement nur dann, wenn $U_R = 0$ ist. Gerade dieser Fall ist aber für die Praxis besonders interessant. Das Röntgenelement wird ja sinnvollerweise mit einem Elektrometer zusammengeschaltet, das ebenfalls ohne Hilfsspannung arbeitet, wegen seiner bekannten quadratischen Charakteristik aber für kleine Spannungen sehr unempfindlich ist. Da gerade auch kleine Dosen, d.h. kleine Spannungen U_R gut erkennbar sein sollen, ist die optimale Anpassung des Radienverhältnisses sowohl beim Mantel- als auch beim Stabelement für $U_R = 0$ ausschlaggebend und man erhält:

$$\varepsilon_{M_{\text{opt}}} = \frac{4\pi}{e} r_2 \left[\bar{\sigma}_2 \int_{E_R}^{\infty} \Phi(E_z) \sqrt{1 - E_R/E_z}\, dE_z - \bar{\sigma}_1 \right] M \tag{17}$$

und

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_{S_{\text{opt}}} = \frac{4\pi}{e} r_2 \left[\bar{\sigma}_1 \left(e \int_{E_R}^{\beta E_R} \Phi(E_z) \sqrt{1 - E_R/E_z}\, dE_z + \right.\right. \\ + \int_{\beta E_R}^{\infty} \Phi(E_z)\, dE_z \Big) - \bar{\sigma}_2 \left(e \int_{0}^{\gamma E_R} \Phi(E_z)\, dE_z + \right. \\ \left.\left. + \int_{\gamma E_R}^{\infty} \Phi(E_z) \sqrt{1 + E_R/E_z}\, dE_z \right) \right] M \end{aligned} \right\} \tag{18}$$

mit

$$\beta = \frac{e^2}{e^2 - 1} \tag{19}$$

und

$$\gamma = \frac{1}{e^2 - 1} . \tag{20}$$

b) Aus Gl. (17) und (18) ist sofort abzulesen, daß — insbesondere unter Berücksichtigung der Annahme 1 — die Empfindlichkeit beider Elemente dem Außenradius direkt proportional ist.

c) Weiterhin folgt aus Gl. (17) und (18) für $U_R = 0$ die Anfangsempfindlichkeit für Stab- und Mantelelement

$$\varepsilon_{S_{\text{opt}}}(0) = \varepsilon_{M_{\text{opt}}}(0) = \frac{4\pi}{e} r_2 [\bar{\sigma}_i - \bar{\sigma}_k] M = \frac{4\pi}{e} r_2 \sigma^* M . \tag{21}$$

d) Mit steigender Spannung U_R nimmt sowohl beim Mantel-, wie auch beim Stabelement die Empfindlichkeit stetig ab. Diese sehr komplizierten Verhältnisse werden im Abschnitt 1.4 noch ausführlicher beschrieben.

Hier soll nur auf das Folgende eingegangen werden: Wie die im Anhang I durchgeführte Berechnung der Funktionen G_1 und G_2 zeigt, schwächt das sich aufbauende elektrostatische Feld den Strom aus der Schwermetallelektrode sowohl beim Mantel- als auch beim Stabelement. Der Strom aus der Leichtmetallelektrode, der die Gegenelektrode trifft, bleibt dagegen beim Mantelelement konstant, beim Stabelement wird er mit steigender Spannung U_R sogar bis um den Faktor e vergrößert.

In jedem Fall gibt es aber eine Spannung $U_{\max}$, bei der $\varepsilon = 0$ wird, d.h. daß sich die Ströme der Schwermetall- und der Leichtmetallelektrode zu Null kompensieren. Die Werte für $U_{\max}$ werden sich beim Mantel- und beim Stabelement unterscheiden.

Um nun zwischen $U_R = 0$ und $U_{\max}$ einen weiteren Bezugspunkt zu haben, definieren wir — der Einfachheit halber ausschließlich beim Mantelelement — die sog. Halbwertspannung $U_{\frac{1}{2}}$ als diejenige Spannung, bei der der Strom der Schwermetallelektrode auf die Hälfte desjenigen bei $U_R = 0$ abgesunken ist, also

$$\int_{E_{1/2}}^{\infty} \Phi(E_z) \sqrt{1 - E_{\frac{1}{2}}/E_z}\, dE_z = \tfrac{1}{2} \tag{22}$$

mit $E_{\frac{1}{2}} = U_{\frac{1}{2}} \times$ Elementarladung und

$$\varepsilon_{M_{\text{opt}}}(U_{\frac{1}{2}}) = \frac{4\pi}{e} r_2 \left(\frac{\bar{\sigma}_2}{2} - \bar{\sigma}_1 \right) M . \tag{23}$$

e) Will man Aussagen über die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit machen, so hat man dazu die von der Quantenenergie abhängigen Glieder in den Gln. (17) und (18), nämlich die σ_i, σ_k und $\Phi(E_z)$, näher zu untersuchen. Für eine exakte Wellenlängenunabhängigkeit ist hinreichend und notwendig, daß,

bezogen auf die Röntgeneinheit, sowohl die σ_i, σ_k als auch die Funktionen $\Phi(E_z)$ völlig unabhängig von der Energie der einfallenden Quanten sind.

Bedenkt man, daß das Röntgenelement zur Messung von Röntgen- und Gammastrahlung oberhalb etwa 50 keV gedacht ist und daß der Meßbereich des angeschlossenen Elektrometers bis etwa 100 V reicht, so erkennt man, daß es bei der Energieverteilung der aus den Elektroden ausgelösten Elektronen nur auf den weichen, unterhalb 100 eV liegenden Anteil ankommt. Dieser ist in seiner Verteilung, da erst durch mehrere Sekundäreffekte zustande gekommen, praktisch von der Energie der Primärstrahlung unabhängig. Somit ist die eine der obengenannten Bedingungen in guter Näherung erfüllt.

f) Die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit ε wird also im wesentlichen durch die Funktionen $\bar{\sigma}_i = \sigma_i A_k$ bestimmt, wobei, wie schon oben erwähnt, die Botheschen Absorptionskoeffizienten $A_{i,k}$ von der Elektronenenergie und damit letzlich auch von der Photonenenergie der auslösenden Strahlung unabhängig sind.

Im einfachsten Fall, d.h. bei $U_R = 0$, ist die Empfindlichkeit dem Faktor $(\bar{\sigma}_i - \bar{\sigma}_k)$ direkt proportional. Bei Spannungen $U_R > 0$ werden jedoch die effektiven spezifischen Flächenempfindlichkeiten σ_i, σ_k mit komplizierten Integralausdrücken G_1 und G_2 multipliziert, die unter anderem U_R enthalten: Die Wellenlängenabhängigkeit ist also auch eine Funktion der Elementspannung U_R.

Für die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit zwischen den Photoenergien $h\nu_1$ und $h\nu_2$ gilt:

$$\frac{2(\varepsilon(h\nu_1) - \varepsilon(h\nu_2))}{\varepsilon(h\nu_1) + \varepsilon(h\nu_2)} \approx \frac{\Delta\bar{\sigma}_i r_i G_1 - \Delta\bar{\sigma}_k r_k G_2}{\varepsilon(h\nu_1)} . \qquad (24)$$

Betrachten wir zuerst die Verhältnisse bei konstanter Spannung U_R (also G_1, $G_2 = \text{const}$), so kann wegen des Differenzeffektes im Element die Wellenlängenabhängigkeit dann zu Null kompensiert werden, wenn

$$\Delta\bar{\sigma}_i r_i G_1 = \Delta\bar{\sigma}_k r_k G_2 \qquad (25)$$

wird, d.h. wenn beide Elektroden ihre Ergiebigkeit mit der Wellenlänge um den gleichen Betrag ändern.

Andererseits wird bei vorgegebenem Zähler die Wellenlängenabhängigkeit um so größer, je kleiner die Empfindlichkeit $\varepsilon(h\nu)$ ist. Dies wird insbesondere dann der Fall sein, wenn sich die Ausbeuten beider Elektroden einander nähern:

$$\bar{\sigma}_i r_i G_1 \to \bar{\sigma}_k r_k G_2 . \qquad (26)$$

Mit steigender Spannung U_R nimmt die Wellenlängenabhängigkeit ebenfalls zu: Einmal, weil, wie schon oben erwähnt, die Empfindlichkeit ε abnimmt, und zum anderen, weil die spannungsabhängigen Faktoren G_1 und G_2 die Differenz im Zähler stark beeinflussen.

Da es aber in der Praxis darauf ankommt, für alle Spannungen U_R des Meßbereichs eine möglichst geringe Wellenlängenabhängigkeit zu erzielen, ist das Hauptaugenmerk auf eine möglichst geringe Wellenlängenabhängigkeit der spezifischen Flächenempfindlichkeiten σ_i, σ_k jeder einzelnen Elektrode zu richten. Eine neuartige Lösung dieses Problems wird im Teil III behandelt werden.

1.4. Vergleich der Empfindlichkeit von Stab- und Mantelelement

Für alle vorstehenden Diskussionen war die nähere Kenntnis der Energieverteilung der ausgelösten Elektronen $\Phi(E_z)$ nicht erforderlich. Allein die Beantwortung der Frage, ob das Stab-, oder das Mantelelement höhere Empfindlichkeiten gewährleistet, zwingt uns, diese Energieverteilung etwas näher zu betrachten. Das Problem ist einer expliziten Lösung nur schwer zugänglich: Erstens ist die Energieverteilung der ausgelösten Elektronen schwer in einem geschlossenen Ausdruck darzustellen und zweitens sind auch sehr einfache Ansätze für diese Verteilung in Verbindung

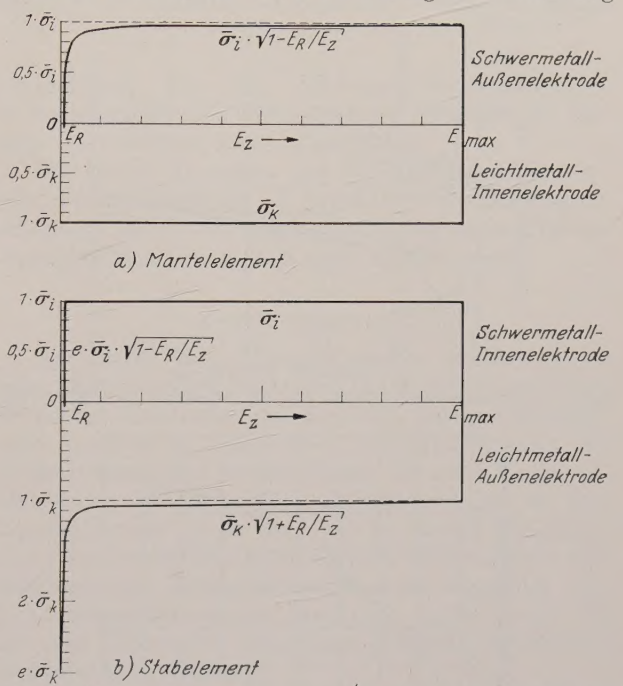

Abb. 2. Graphische Darstellung der Gl. (27) (Mantelelement) und (28) (Stabelement) für $E_R = E_{max}/100$. Die Ordinate ist in Einheiten $\bar{\sigma}_i$ bzw. $\bar{\sigma}_k$ unterteilt, wobei $\bar{\sigma}_i > \bar{\sigma}_k$

mit dem in den Gleichungen auftretenden Wurzelausdruck nicht geschlossen integrierbar. Da es auf exakte Zahlenwerte in diesem Zusammenhang nicht ankommt, wollen wir uns mit einer etwas groben Näherung begnügen:

Nehmen wir der Einfachheit halber an, wir hätten eine konstante Energieverteilung zwischen 0 und E_{max}. Bis auf Faktoren, die sowohl in der Gleichung für das Mantelelement als auch in der für das Stabelement auftreten und somit in diesem Vergleich ohne Belang sind, erhält man beim Mantelelement aus Gl. (17):

$$\varepsilon_M \sim \bar{\sigma}_i \int_{E_R}^{E_{max}} \sqrt{1 - E_R/E_z}\, dE_z - \bar{\sigma}_k E_{max} , \qquad (27)$$

wobei die Schwermetallelektrode wieder den Index i erhält. Für das Stabelement erhält man aus Gl. (18):

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_S \sim \bar{\sigma}_i \left[e \int_{E_R}^{\beta E_R} \sqrt{1 - E_R/E_z}\, dE_z + \int_{\beta E_R}^{E_{max}} dE_z \right] - \\ - \bar{\sigma}_k \left[e \int_{0}^{\gamma E_R} dE_z + \int_{\gamma E_R}^{E_{max}} \sqrt{1 + E_R/E_z}\, dE_z \right] . \end{aligned}\right\} \qquad (28)$$

Zur Veranschaulichung der Verhältnisse sind die Gl. (27) und (28) in Abb. 2 graphisch dargestellt. Auf der Abszisse ist die Elektronenenergie E_z aufgetragen. Die Ordinate ist auf der positiven Achse in der Ein-

heit $\bar{\sigma}_i$ und auf der negativen Achse in der Einheit $\bar{\sigma}_k$ geteilt. Die Empfindlichkeit ε ergibt sich in beiden Fällen aus der Differenz der Flächen oberhalb und unterhalb der Abszisse und führt nur dann zu einer Aufladung, wenn $\varepsilon > 0$. Es gibt also sowohl für das Mantel- wie auch für das Stabelement:

$$\bar{\sigma}_i > \bar{\sigma}_k. \tag{29}$$

Wie im Anhang II (Gl. (48)) gezeigt, erhält man für

$$\varepsilon_{M_{opt}} - \varepsilon_{S_{opt}} \approx E_R \left[\frac{\bar{\sigma}_k}{e+1} + \frac{1}{2}(\bar{\sigma}_k - \bar{\sigma}_i) \ln \frac{E_{max}}{E_R} + \right. \\ \left. + \frac{\bar{\sigma}_k}{2} \ln (e^2 - 1) \right]. \tag{30}$$

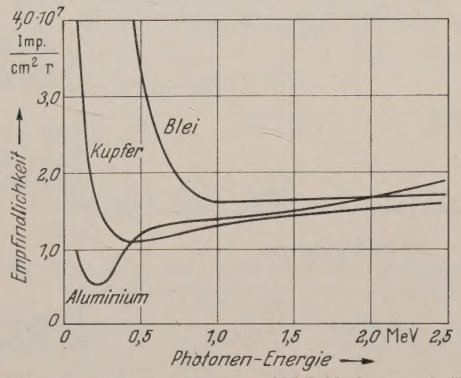

Abb. 3. Wellenlängenabhängigkeit von GM-Zählrohren nach Hine [10]

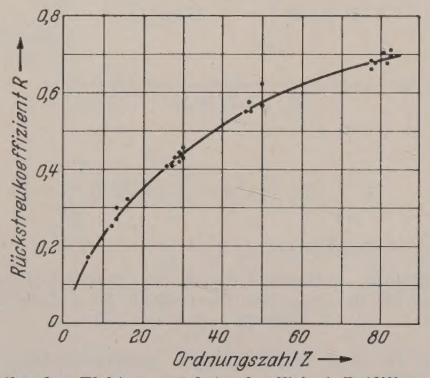

Abb. 4. Bothescher Elektronenrückstreukoeffizient R (diffuse Strahlung) in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z des streuenden Materials [15]

Während wir bereits oben gefunden hatten, daß für $U_R = 0$ (bzw. $E_R = 0$) Stab- und Mantelelement die gleiche Empfindlichkeit liefern, zeigt diese Gl. (30), daß der Unterschied der Empfindlichkeiten beider Elemente der Elementspannung U_R (bzw. E_R) direkt proportional ist.

Für den Fall, daß $\bar{\sigma}_i \gg \bar{\sigma}_k$, wird der Ausdruck auf der rechten Seite der Gl. (30) negativ, d.h. das Stabelement liefert die höhere Empfindlichkeit.

Wird der Klammerausdruck [ ] dagegen gleich Null, so haben beide Elemente die gleiche Empfindlichkeit, und man erhält nach Anhang II (Gl. (50))

$$\bar{\sigma}_{i_0} = \bar{\sigma}_k \left(1 + \frac{1{,}8924}{\ln \frac{E_{max}}{E_R}} \right). \tag{31}$$

Das Mantelelement liefert also nur dann eine höhere Empfindlichkeit als das Stabelement, wenn

$$\bar{\sigma}_k < \bar{\sigma}_i < \bar{\sigma}_k \left(1 + \frac{1{,}8924}{\ln \frac{E_{max}}{E_R}} \right), \tag{32}$$

d.h. wenn sich die effektiven spezifischen Flächenempfindlichkeiten beider Elektroden sehr nahe kommen. Dies ist insbesondere bei harter Strahlung der Fall, wo der Compton-Effekt vorherrscht, der vom Material praktisch unabhängig ist.

Weiterhin zeigt die Gl. (32), daß mit steigender Spannung $U_R(E_R)$ die Verhältnisse mehr und mehr zugunsten des Mantelelements verschoben werden.

Von der tatsächlichen Energieverteilung kennen wir zwei besondere Eigenschaften:

1. Diese Verteilung ist für beide Elektroden, insbesondere was den „weichen" Anteil anbetrifft, praktisch die gleiche (s. Experimente im Teil II).

2. Energiearme Elektronen sind häufiger als energiereiche (Literatur und Experimente im Teil II).

Nehmen wir als erste Näherung an diese tatsächlichen Eigenschaften zusätzlich zu der oben angenommenen Verteilung $\text{const}_1 = 1$ im Bereich zwischen 0 und E_R eine konstante Verteilung mit $\text{const}_2 = L$, so wird bei Betrachtung der Abb. 2 sofort offenbar, daß diese letztere Verteilung bei den Schwermetallelektroden überhaupt nicht zur Wirkung kommt, daß sie sich aber bei der Leichtmetallelektrode des Stabelements in einer für die Empfindlichkeit ungünstigeren Weise auswirkt als beim Mantelelement.

Die tatsächliche Energieverteilung wird also ganz allgemein bewirken, daß der durch Gl. (32) gegebene Bereich, in dem das Mantelelement die höhere Empfindlichkeit gewährleistet, im Vergleich zum Fall der oben angenommenen konstanten Energieverteilung erweitert wird.

1.5. Zahlenmäßige Auswertung der Gleichungen für die spezifische Stromausbeute, die Anfangsempfindlichkeit und die Empfindlichkeit bei der Halbwertspannung

In diesem Abschnitt sollen einige der oben angegebenen Gleichungen, die rechnerisch leicht zugänglich sind, mit Hilfe von aus der Literatur bekanntem Zahlenmaterial numerisch ausgewertet werden. Dabei handelt es sich ausschließlich um Gleichungen, die die Energieverteilung der ausgelösten Elektronen nicht enthalten. Die Zahlenwerte für die Botheschen Elektronenrückstreu- bzw. Absorptionskoeffizienten R bzw. A wurden dem Werk „Beta and Gamma-Ray Spectroscopy" von Siegbahn [15] und die Werte für die Empfindlichkeit von GM-Zählrohren σ' einer Zusammenstellung von Hine [10] entnommen[1]. Sie sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Außerdem zeigt die Abb. 3 die Abhängigkeit der Zählrohrempfindlichkeit vom Kathodenmaterial im Energiebereich von 100 keV bis 2,5 MeV und die Abb. 4 den Rückstreukoeffizienten R in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z.

Wie wir oben gesehen haben, werden die Verhältnisse bei harter Strahlung besonders kritisch. Zur Ermittlung der erzielbaren Mindestempfindlichkeiten wurden daher die Berechnungen für zwei harte Isotopenstrahlungen, nämlich Cs-137 mit 660 keV und Co-60 mit 1,25 MeV durchgeführt.

In Tabelle 2 wurden für beide Elementtypen die spezifische Stromausbeute σ^* nach Gl. (3) (Spalten 2, 3, 4) und die Anfangsempfindlichkeit $\varepsilon_{opt}(0)$ nach

[1] Berechnungen derartiger σ'-Werte sind außerordentlich kompliziert und wurden unter anderem von Kügler [14] durchgeführt. Sie stimmen mit den experimentellen Werten in der Größenordnung überein.

Tabelle 2. *Spezifische Stromausbeute* σ^* [Gl. (3)] *und Anfangsempfindlichkeit* $\varepsilon_{opt}(0)$ [Gl. (21)] *von zylindrischen Stab- und Mantelelementen, sowie die Empfindlichkeit bei der Halbwertspannung* $\varepsilon_{M_{opt}}(U_{1/2})$ [Gl. (23)] *im Falle des Mantelelements* ($r_2 = 0{,}8$ cm)

Elektrodenkombination (Pb/i)	σ^* [Asec/r cm²] †		$\frac{\sigma^*_{Cs}}{\sigma^*_{Co}}$	$\frac{\sigma^*(Pb/i)}{\sigma^*(Pb/C)}$	$\varepsilon_{opt}(0)$ [V/r]		$\frac{\varepsilon(0)_{Cs}}{\varepsilon(0)_{Co}}$	$\varepsilon_{M_{opt}}(U_{1/2})$ [V/r]		$\frac{\varepsilon(U_{1/2})_{Cs}}{\varepsilon(U_{1/2})_{Co}}$
	Co	Cs		Co	Co	Cs		Co	Cs	
1	2a	2b	3	4	5a	5b	6	7a	7b	8
Pb/C	$1{,}5 \cdot 10^{-12}$ ($1{,}7 \cdot 10^{-12}$)	$2{,}3 \cdot 10^{-12}$	1,6	1 (1)	1,6 (1,3)	2,4 (3,4)	1,6 (2,6)	0,39	0,88	2,3
Pb/Al	$1{,}2 \cdot 10^{-12}$ ($1{,}4 \cdot 10^{-12}$)	$2{,}0 \cdot 10^{-12}$	1,6	0,82 (0,82)	1,3	2,1	1,6	0,26	0,70	2,7
Pb/Cu	$0{,}8 \cdot 10^{12}$ ($0{,}9 \cdot 10^{-12}$)	$1{,}4 \cdot 10^{-12}$	1,8	0,54 (0,53)	0,8	1,5	1,8	0,05	0,46	9,0

† Zahlenwerte gelten pro Schattenflächeneinheit der Innenelektrode. — Co: 1,25 MeV. — Cs: 660 keV. — Experimentell gewonnene Werte in ( ).

Gl. (21) (Spalten 5, 6) angegeben. Die Auswertung der Gl. (23) für die Empfindlichkeit bei der Halbwertspannung $\varepsilon_{M_{opt}}(U_{\frac{1}{2}})$ (Spalten 7, 8) erfolgte dagegen nur für das Mantelelement. Die jeweilige Materialkombination für die Elektroden ist in Spalte 1 aufgeführt. In den Spalten 3, 6 und 8 sind die Verhältnisse der Stromausbeuten bzw. Empfindlichkeiten bei Cs-137- und Co-60-Strahlung als Maß für die Wellenlängenabhängigkeit angegeben.

Einige experimentell ermittelte Werte[1] sind in Klammern ( ) dazugesetzt. In Anbetracht der vielen vereinfachenden Annahmen, die für die Berechnung erforderlich waren, ist die Übereinstimmung der jeweiligen Wertepaare recht befriedigend. Die experimentellen Ergebnisse für $U_R = 50$ V sind in Spalte 5 eingetragen. Offensichtlich liegt diese Spannung so weit unterhalb der — nicht berechneten — Spannung $U_{\frac{1}{2}}$, daß man sie praktisch noch als Null betrachten kann (vgl. mit Spalte 7).

Bleiben wir bei den berechneten Werten und betrachten wir die Spalten 2 und 3, so wird offenbar, daß die Materialkombination der ersten Zeile sowohl die höchste Stromausbeute als auch die geringste Wellenlängenabhängigkeit aufweist.

Nach Abb. 3 ist im betrachteten Energiebereich die Differenz der spezifischen Flächenempfindlichkeiten bei Blei/Kupfer größer als bei Blei/Aluminium. Es wäre daher zu erwarten, daß auch ein Element mit Blei/Kupfer-Elektroden eine höhere Empfindlichkeit als eines mit Blei/Aluminium aufweist. Daß dies aber nicht der Fall ist, wird nach Gl. (7) durch die unterschiedlichen Elektronenrückstreukoeffizienten R bewirkt, so daß z.B. selbst bei einem Element mit Blei/Aluminium-Elektroden bei 2 MeV, wo zwar die spezifische Flächenempfindlichkeiten beider Elektroden gleich sind, die effektiven spezifischen Flächenempfindlichkeiten sich aber eindeutig unterscheiden, trotzdem eine Aufladung erfolgen kann.

In den Spalten 5 und 6 finden wir die gleichen Verhältnisse wie bei den spezifischen Stromausbeuten. Die empfindlichste Elektrodenkombination liefert eine Anfangsempfindlichkeit von mindestens 1,6 V/r, die die Unempfindlichkeit des idiostatischen Elektrometers im Anfangsbereich gut kompensiert.

Bei der Halbwertspannung $U_{\frac{1}{2}}$ ist aber nicht nur die Empfindlichkeit wesentlich abgesunken (0,39 V/r), sondern auch die Wellenlängenabhängigkeit beachtlich gestiegen. Diesem Empfindlichkeitsabfall ist praktisch kaum zu begegnen, er wirkt sich aber auch im Zusammenhang mit der Elektrometercharakteristik — insbesondere bei einer quasi-logarithmischen Anzeige — wiederum recht günstig aus.

Die starke Zunahme der Wellenlängenabhängigkeit, die im Abschnitt 1.3 unter f) bereits theoretisch behandelt worden ist, zeigt jedoch, daß diesem Effekt besondere Beachtung geschenkt werden muß.

[1] Nach Tabelle 2 und 3 aus Teil II.

Zusammenfassung

Der Strom des Röntgenelements kommt durch einen Differenzeffekt zustande. Bei Bestrahlung liefern die beiden Elektroden des Elements eine unterschiedliche Ausbeute an ausgelösten Primärelektronen. An diesem Strom sind sowohl Photo- als auch Compton-Elektronen beteiligt. Der Rückstreueffekt an der Gegenelektrode spielt vor allem bei harter Strahlung eine ganz wesentliche Rolle. Bei der theoretischen Behandlung des Röntgenelements wird allerdings nur Einfachrückstreuung in Rechnung gestellt und die aus den Elektroden ausgelöste Sekundärelektronen-Emission vernachlässigt.

Es wird gezeigt, daß die geometriebedingte Empfindlichkeit des Dosimeters nur vom umschlossenen Volumen abhängig ist und daß eine Unterteilung dieses Raumes mit mehreren Elektrodenpaaren bei Spannungsmessung keinen Gewinn bringt. So werden einfache zylindrische Röntgenelemente mit Vakuum als Isolator theoretisch näher untersucht. Die Berechnungen erfolgen sowohl für das Mantelelement als auch für das Stabelement. Beim ersteren umhüllt die Schwermetallelektrode diejenige aus Leichtmetall, beim letzteren liegt die stabförmige Schwermetallelektrode innen.

Für harte Gammastrahlung ist das Mantelelement am günstigsten. Das optimale Radienverhältnis der konzentrischen Elektroden ist in beiden Fällen für kleine Spannungen am Element gleich $1/e$. Die Empfindlichkeit steigt mit der Größe der Ordnungszahldifferenz der Elektrodenmaterialien, während die Wellenlängenabhängigkeit im gleichen Sinne abnimmt. Bei höheren Elementspannungen kann sich die Wellenlängenabhängigkeit in steigendem Maße bemerkbar machen. Die Empfindlichkeit des Elements nimmt mit steigender Spannung (Dosis) ab und kompensiert in gewissem Maße die quadratische Charakteristik eines angeschlossenen idiostatischen Elektrometers. Die berechneten Empfindlichkeitswerte stimmen befriedigend mit den eigenen experimentellen Ergebnissen überein und beweisen somit, daß die in der theoretischen Behandlung durchgeführten Vereinfachungen sinnvoll sind.

Anhang I: Berechnung der Funktionen G für zylindrische Mantel- und Stabelemente

Die Ladung der Innenelektrode kann auf der Achse des koaxialen Systems vereinigt gedacht werden.

Die Geschwindigkeitskomponente der Elektronen parallel zur Zylinderachse ändert sich durch Feldeinwirkungen nicht. Für die in der Zeichenebene der Abb. 5 liegenden Komponenten gilt der Flächensatz [5]:

Betrachtet man beim Mantelelement ein aus der Außenelektrode (Radius r_2) ausgelöstes Elektron (Abb. 5a), das vom elektrostatischen Feld zwischen

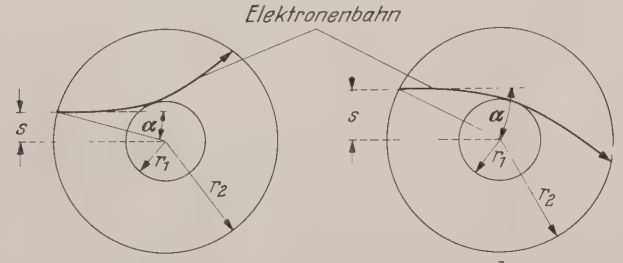

Abb. 5. Die Beeinflussung des Ladungstransports durch das elektrostatische Feld zwischen den Elektroden (*a* Mantelelement, Innenelektrode negativ; *b* Stabelement, Innenelektrode positiv)

den Elektroden so stark abgelenkt wird, daß es die Innenelektrode (Radius r_1) gerade nicht mehr berührt, so gilt:

$$r_1\sqrt{E_z-E_R}=s\sqrt{E_z} \tag{33}$$

E_z = Komponente der kinetischen Energie des Elektrons in der Ebene senkrecht zur Zylinderachse beim Austritt aus der Elektrode [eV],
E_R = Elementarladung $\times\, U_R$ [eV]

und

$$\frac{s}{r_2}=\sin\alpha. \tag{34}$$

α = Austrittswinkel des Elektrons,
s = Zielabstand, Stoßparameter [cm].

Alle Elektronen, die unter einem kleineren Winkel als α emittiert werden, treffen die Innenelektrode, so daß man mit Gl. (33) und (34) für die Auftreffwahrscheinlichkeit W_1 erhält:

$$\left.\begin{aligned} W_1&=\frac{\alpha}{\pi/2}=\frac{2}{\pi}\arcsin\frac{s}{r_2}\\ &=\frac{2}{\pi}\arcsin\frac{r_1}{r_2}\sqrt{1-E_R/E_z}\\ &\approx\begin{cases}\frac{r_1}{r_2}\sqrt{1-E_R/E_z} & \text{für}\quad E_R/E_z<1\\ 0 & \text{für}\quad E_R/E_z\geqq 1.\end{cases}\end{aligned}\right\} \tag{35}$$

Ist die Energieverteilung der ausgelösten Elektronen gegeben durch die auf 1 normierte Verteilungsfunktion

$$\Phi(E_z)\quad\text{mit}\quad\int_0^\infty\Phi(E_z)\,dE_z=1 \tag{36}$$

so ergibt sich aus Gl. (35) und (36):

$$G_{1M}=\frac{r_1}{r_2}\int_{E_R}^{\infty}\Phi(E_z)\sqrt{1-E_R/E_z}\,dE_z. \tag{37}$$

Die aus der Innenelektrode ausgelösten Elektronen gelangen beim Mantelelement dagegen vollständig zur Außenelektrode, so daß gilt:

$$G_{2M}=1. \tag{38}$$

Betrachten wir nun beim Stabelement ein aus der Außenelektrode ausgelöstes Elektron, das von der Innenelektrode angesaugt wird, so gilt (Abb. 5b):

$$s\sqrt{E_z}=r_1\sqrt{E_z+E_R}\quad\text{mit}\quad s\leqq r_2. \tag{39}$$

Damit ergibt sich die Auftreffwahrscheinlichkeit

$$\left.\begin{aligned} W_2&=\frac{\alpha}{\pi/2}=\frac{2}{\pi}\arcsin\frac{r_1}{r_2}\sqrt{1+E_R/E_z}\\ &\approx\begin{cases}\frac{r_1}{r_2}\sqrt{1+E_R/E_z} & \text{für}\quad E_R/E_z\leqq\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2-1\\ 1 & \text{für}\quad E_R/E_z\geqq\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2-1\end{cases}\end{aligned}\right\} \tag{40}$$

und

$$G_{2S}=\int_0^{\frac{r_1^2E_R}{r_2^2-r_1^2}}\Phi(E_z)\,dE_z+\frac{r_1}{r_2}\int_{\frac{r_1^2E_R}{r_2^2-r_1^2}}^{\infty}\Phi(E_z)\sqrt{1+E_R/E_z}\,dE_z. \tag{41}$$

Entsprechend gilt für die Elektronen der Innenelektrode:

$$s\sqrt{E_z}=r_2\sqrt{E_z-E_R} \tag{42}$$

$$\left.\begin{aligned} W_3&=\frac{2}{\pi}\arcsin\frac{r_2}{r_1}\sqrt{1-E_R/E_z}\\ &\approx\begin{cases}\frac{r_2}{r_1}\sqrt{1-E_R/E_z} & \text{für}\quad 1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2\leqq\frac{E_R}{E_z}\leqq 1\\ 1 & \text{für}\quad\frac{E_R}{E_z}\leqq 1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2.\end{cases}\end{aligned}\right\} \tag{43}$$

Damit erhält man schließlich für

$$G_{1S}=\frac{r_2}{r_1}\int_{E_R}^{\frac{r_2^2E_R}{r_2^2-r_1^2}}\Phi(E_z)\sqrt{1-E_R/E_z}\,dE_z+\int_{\frac{r_2^2E_R}{r_2^2-r_1^2}}^{\infty}\Phi(E_z)\,dE_z. \tag{44}$$

Anhang II: Zum Vergleich der Empfindlichkeiten von Mantel- und Stabelement[1]

Aus Gl. (27) und (28) folgt mit

$$e\int_{E_R}^{\beta E_R}\sqrt{1-E_R/E_z}\,dE_z+\int_{\beta E_R}^{E_{\max}}dE_z\approx\int_{E_R}^{E_{\max}}dE_z, \tag{45}$$

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_M-\varepsilon_S\approx{}&\bar\sigma_i\int_{E_R}^{E_{\max}}\sqrt{1-E_R/E_z}\,dE_z-\\ &-\bar\sigma_k E_{\max}-\bar\sigma_i(E_{\max}-E_R)+\bar\sigma_k e E_R\gamma+\\ &+\bar\sigma_k\int_{\gamma E_R}^{E_{\max}}\sqrt{1+E_R/E_z}\,dE_z.\end{aligned}\right\} \tag{46}$$

Für

$$\sqrt{1\pm E_R/E_z}\approx 1\pm\frac{1}{2}\,\frac{E_R}{E_z} \tag{47}$$

erhält man weiterhin aus Gl. (46)

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_M-\varepsilon_S\approx{}&\bar\sigma_i\times\\ &\times\left[E_{\max}-E_R-\frac{E_R}{2}\ln\frac{E_{\max}}{E_R}-E_{\max}+E_R\right]-\\ &-\bar\sigma_k\left[E_{\max}-eE_R\gamma-E_{\max}+\gamma E_R-\frac{E_R}{2}\ln\frac{E_{\max}}{\gamma E_R}\right]\\ ={}&-\bar\sigma_i\frac{E_R}{2}\ln\frac{E_{\max}}{E_R}+\\ &+\bar\sigma_k\left[\frac{e-1}{e^2-1}E_R+\frac{E_R}{2}\ln\frac{E_{\max}(e^2-1)}{E_R}\right]\\ ={}&E_R\left[\frac{\bar\sigma_k}{e+1}+\frac{1}{2}(\bar\sigma_k-\bar\sigma_i)\ln\frac{E_{\max}}{E_R}+\right.\\ &\left.+\frac{\bar\sigma_k}{2}\ln(e^2-1)\right].\end{aligned}\right\} \tag{48}$$

[1] Der durch die Näherungen in den Gl. (45) und (47) hereingebrachte Fehler liegt innerhalb der Strichstärke der Kurven in den Abb. 2a, b.

Wird der Klammerausdruck [ ] auf der rechten Seite der Gl. (48) gleich Null gesetzt, so folgt:

$$\frac{1}{2}\bar{\sigma}_{i_0}\ln\frac{E_{\max}}{E_R}=\frac{\bar{\sigma}_k}{e+1}+\frac{\bar{\sigma}_k}{2}\ln\frac{E_{\max}(e^2-1)}{E_R}, \tag{49}$$

$$\left.\begin{aligned}\bar{\sigma}_{i_0}&=\frac{2\bar{\sigma}_k}{(e+1)\ln\frac{E_{\max}}{E_R}}+\bar{\sigma}_k\frac{\ln\frac{E_{\max}(e^2-1)}{E_R}}{\ln\frac{E_{\max}}{E_R}}\\&=\bar{\sigma}_k\left[\frac{2}{(e+1)}\cdot\frac{1}{\ln\frac{E_{\max}}{E_R}}+\frac{\ln\frac{E_{\max}}{E_R}+\ln(e^2-1)}{\ln\frac{E_{\max}}{E_R}}\right]\\&=\bar{\sigma}_k\left[1+\left(\frac{2}{e+1}+\ln(e^2-1)\right)\frac{1}{\ln\frac{E_{\max}}{E_R}}\right]\\&=\bar{\sigma}_k\left[1+\frac{1{,}8924}{\ln\frac{E_{\max}}{E_R}}\right].\end{aligned}\right\} \tag{50}$$

Herrn Professor Dr. R. Hosemann danke ich für stete Förderung, freundliche Hilfe und aufschlußreiche Diskussionen, Herrn Professor Dr. H. Lassen für das Interesse an dieser Arbeit und manchen klärenden Hinweis und den Herren Professor Dr. W. Hanle und Professor Dr. B. Hess für viele Anregungen und Diskussionen.

Literatur: [1] Basler, G.: Diplomarbeit TU Berlin 1959. — [2] Bothe, W.: Z. Naturforsch. 4a, 542 (1949). — [3] Espe, W.: Ann. Phys. **2**, 381 (1929). — [4] Glöde, H., u. E. Tausig: DBP 936408. — [5] Greening, J.R.: Brit. J. Radiol. **27**, 315, 163 (1954). — [6] Gross, B.: Radiation Research **14**, 117 (1961). — Gross, B., and P.V. Murphy: Nukleonik **2**, 279 (1961); — Nucleonics **19**, 86 (1961); — Selected Topics in Radiation Dosimetry, S. 549. Wien: Springer 1961. — [7] Heidel, E.: Diss. Universität Tübingen 1934. — [8] Hess, B.: DBP 940847. — [9] Hess, B.: Z. angew. Phys. **11**, 449 (1959). — [10] Hine, G.J., and G.L. Brownell: Radiation Dosimetry, S. 240. New York: Academic Press 1956. — [11] Hosemann, R.: Z. Physik **100**, 212 (1936). — [12] Huppertsberger, A.: Z. Physik **75**, 231 (1932). — [13] Jorgensen, D.L.: Rev. Sci. Instr. **10**, 34 (1939). — [14] Kügler, I.: Diss. Gießen 1958. — [15] Siegbahn, K.: Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, S. 7. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. 1955. — [16] Wachsmann, F.: Zivilschutz **28**, 97, 132 (1964).

Harald F.H. Warrikhoff
Fritz Haber-Institut der Max Planck-Gesellschaft,
Abt. Prof. Dr. R. Hosemann
1 Berlin 33 (Dahlem)
Faradayweg 4—6

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Sonderdruck aus
„Zeitschrift für angewandte Physik", 18. Band, 2. Heft, 1964, S. 89—95

Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg · New York

Röntgenelemente für die Dosimetrie*

II. Teil

Von Harald F. H. Warrikhoff

Mit 9 Textabbildungen

(Eingegangen am 18. April 1964)

2. Experimentelle Untersuchung des Einflusses verschiedener Variabler auf die Empfindlichkeit

Im vorliegenden Teil II (Teil I s. [1]) werden verschiedene an der laufenden Pumpe betriebene Röntgenelemente beschrieben und die mit ihnen überwiegend bei Gammastrahlung durchgeführten Untersuchungen ausführlich erläutert.

Nach einer Beschreibung des allgemeinen Versuchsaufbaus (2.1) werden der Einfluß des Gasdrucks (2.2), der Elementspannung (2.3) und der Elektrodendicke (2.4) behandelt. Im Abschnitt 2.5 wird die Abhängigkeit der Stromausbeute von der Ordnungszahl-Differenz der Elektrodenmaterialien für eine große Anzahl von Elementen untersucht. Mit einem im Abschnitt 2.6 beschriebenen kompletten Dosimeter mit Röntgenelement werden schließlich in Reihenversuchen (2.7) die günstigsten Konstruktionsparameter ermittelt.

2.1. Allgemeines zum Versuchsaufbau

Für die im folgenden beschriebenen Versuche wurden die Röntgenelemente ausschließlich als Vakuumzellen aufgebaut und an einer laufenden Pumpe betrieben.

Als Material für die Zellenhüllen wurde anfänglich Glas verwendet, das ja in vielen Fällen für Vakuumanlagen und Vakuumzellen der gegebene Werkstoff ist. Für den vorliegenden Zweck ist jedoch die mechanische Widerstandsfähigkeit nicht ausreichend, so daß die Mehrzahl der Versuche mit Röntgenelementen durchgeführt wurde, deren Vakuumhüllen aus Metall (Vacon, Stahl, Kupfer, Aluminium) gefertigt waren.

Abb. 1 stellt einen Schnitt durch ein Element in Metallausführung dar. Hier wie auch bei den Glaszellen ist die eine Elektrode als Vakuumabschluß ausgebildet, während die zweite einfachheitshalber als Platte ausgeführt und im Innern der ersten hochisoliert aufgebaut ist. Der Pumpstutzen und die Vakuumleitungen sind ebenfalls aus Metall hergestellt, nur der Stecker mit dem angeschlossenen Meßkabel besteht aus dem hochisolierenden Osram-Glas 362a, das außerdem noch hydrophobiert wurde. Der Kabelanschluß ist mit Ceresin vergossen, um eine Ableitung des Meßstroms über ionisierte Luft zu verhindern. Das polyäthylenisolierte Koaxialkabel *(Nordkabel)* wurde mit Araldit *(Ciba)* eingeklebt.

Die Zellen wurden an eine Vakuumanlage angeschlossen und bei laufender Pumpe[1] bestrahlt. Zu diesem Zweck wurde der ganze Pumpstand so zur Strahlenquelle ausgerichtet, bis das Röntgenelement im Strahlenkegel lag. Alle verwendeten Vakuumanlagen arbeiteten mit zweistufiger Gasballastvorpumpe, Öl-Diffusionspumpe und wassergekühltem Baffle. Als Strahlenquellen dienten eine Röntgenanlage, die von 60 ... 250 kV regelbar und mit den für die Normalstrahlung nach Wachsmann [2] notwendigen Filtern ausgerüstet war, sowie ein Co-60-Präparat von ca. 5 C und ein Cs-137-Präparat von 250 mC. Die Dosisleistungen betrugen am Meßort (ca. 15 cm vom Strahler entfernt) bei der Röntgenanlage etwa 10 r/min, bei Co-60 3 r/min und bei Cs-137 0,06 r/min.

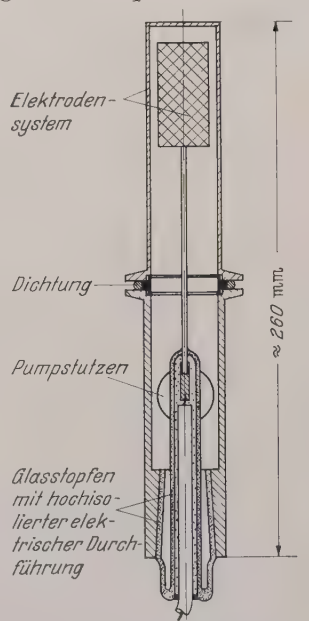

Abb. 1. Schnitt durch eine „offene" Metallzelle. Die Innenelektrode besteht aus einer ebenen Metallplatte

Die Dosis bzw. Dosisleistung wurde mit dem *Siemens*-Universal-Dosimeter, dem Radocon der *Fa. Victoreen*, dem *Philips*-Universal-Dosimeter und einer im Institut angefertigten Freiluft-Ionisationskammer gemessen.

Für die Strommessungen am Röntgenelement wurden verschiedene Meßverstärker *(Knick)* sowie ein Schwingkondensator-Meßverstärker von *Frieseke* und *Hoepfner* verwendet. Zur Ladungs- bzw. Spannungsmessung dienten elektrostatische Voltmeter von *Trueb* u. *Täuber* und *Hartmann* u. *Braun* sowie Kohl-

* D 188, II. Teil. (Fortsetzung aus Band 18, Heft 1.)

[1] Daher in Anlehnung an die bei laufender Pumpe betriebenen Röntgenröhren die Bezeichnung „offene" Zellen.

hörstersche Schlingenelektrometer, die aus kommerziellen Pen-Dosimetern *(Landsverk, Bendix)* ausgebaut worden waren.

2.2. Einfluß des Gasdruckes

In einer den „offenen" Metallzellen (Abb. 1) geometrisch ähnlichen Anordnung mit einer graphitierten Glaswand und einer vergoldeten Nickelplatte als Elektroden wurde der Röntgenelementstrom I_R in Abhängigkeit vom Gasdruck p in der Zelle und von der Art

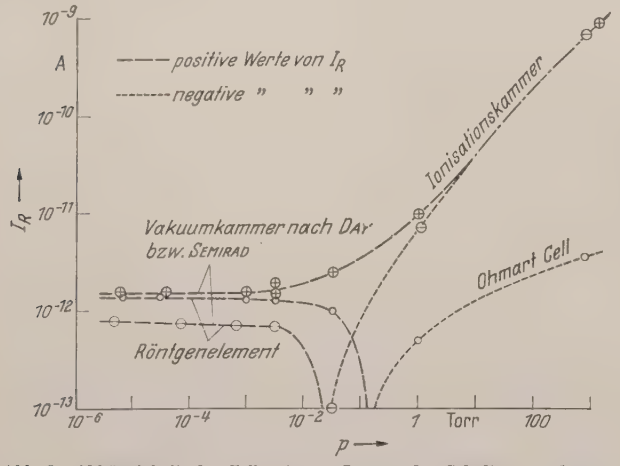

Abb. 2. Abhängigkeit des Zellenstroms I_R von der Schaltung und vom Druck p in der Zelle (Strahlung: 120 kV; 0,5 mm Cu. Elektroden: Graphit/40 µm Gold auf 0,1 mm Ni; Spannung an der Zelle: ○−○−○: $U_R \approx 0$ V; ⊕−⊕−⊕: $U_R = +100$ V; ⊖−⊖−⊖: $U_R = -100$ V)

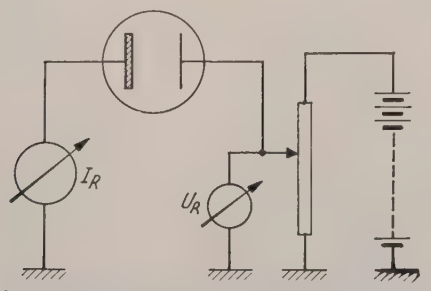

Abb. 3. Schaltung zur Messung der Strom-Spannungs-Charakteristik eines Röntgenelements (Gegenfeld, Zugfeld)

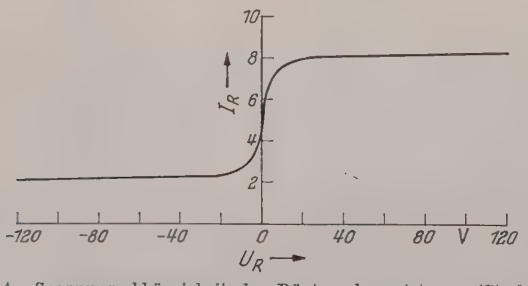

Abb. 4. Spannungsabhängigkeit des Röntgenelementstroms (Strahlung: 140 kV-Normalspannung; Elektroden: Gold + Aluminium, Parallelplatten)

der Schaltung untersucht. Die Abb. 2 veranschaulicht, wie ein und dieselbe Meßzelle bei verschiedenen Gasdrucken und Hilfsfeldern U_R als Röntgenelement, Ionisationskammer, Vakuumkammer nach Day (SEMIRAD) oder als Ohmart-Zelle arbeitet:

a) Schaltung ohne Hilfsspannung (Kurve ○−○−○).

Bei Drucken $< 10^{-3}$ Torr arbeitet die Zelle als Röntgenelement. Da Gold (wegen seiner höheren Ordnungszahl) einen größeren Photoeffekt aufweist als Graphit, fließt der Strom im äußeren Stromkreis vom Graphit zum Gold (positive Werte). Wird das Vakuum schlechter, so nimmt der Strom ab, um schließlich bei etwa $2 \cdot 10^{-1}$ Torr sogar seine Richtung umzukehren. Bei diesem höheren Druck arbeitet das Element als Ohmart-Zelle [3]. Wir haben hier ein Element Gold : Plasma : Graphit vor uns, und entsprechend der Stellung der Elektrodenmaterialien in der Spannungsreihe, fließt der Strom außen vom Gold zum Graphit (negative Werte).

b) Schaltung mit Hilfsspannung (positiver Pol an der Elektrode) (Kurve ⊕−⊕−⊕).

Bei Drucken $< 10^{-3}$ Torr arbeitet die Zelle wieder als Röntgenelement, derart, daß die aus der Gold-Elektrode austretenden Photoelektronen noch beschleunigt, die aus der Graphit-Elektrode dagegen gebremst werden. Dies ergibt einen geringfügig größeren Strom als im Fall a). Bei höheren Drucken arbeitet die Zelle als Ionisationskammer. Da die Wandmaterialien zum Teil eine höhere Ordnungszahl als die von Luft besitzen, bewirken sie zwar eine Verstärkung des Ionisationseffekts, doch arbeitet die Zelle nicht wellenlängenunabhängig.

c) Schaltung mit Hilfsspannung (negativer Pol an der Graphit-Elektrode) (Kurve ⊖−⊖−⊖).

Bei Drucken $< 10^{-3}$ Torr arbeitet die Zelle auch in dieser Schaltung als Röntgenelement. Der Strom ist hier jedoch geringer, weil das umgekehrte Feld jetzt die aus der Gold-Elektrode austretenden Elektronen bremst.

Diese Betriebsweise wie auch die entsprechende unter b) ist als Vakuumkammer nach Day [4] bekanntgeworden. Auch das neue amerikanische Meßgerät SEMIRAD [5] arbeitet in dieser Schaltung.

Mit steigendem Druck nimmt der Strom wieder ab, um schließlich bei $5 \cdot 10^{-2}$ Torr negative Werte zu erreichen. In diesem Gebiet arbeitet die Zelle ebenfalls als Ionisationskammer, da der Ionisationsstrom den Strom des Röntgenelements nicht nur kompensiert, sondern weit übertrifft.

Wie man aus Abb. 2 weiterhin ersieht, ist für eine einwandfreie Funktion des Röntgenelements mindestens ein Vakuum von 10^{-3} Torr erforderlich. Alle im folgenden beschriebenen Versuche wurden bei einem Vakuum von 10^{-5} Torr durchgeführt.

2.3. Spannungsabhängigkeit des Röntgenelementstroms

Wie schon im vorhergehenden Abschnitt erläutert, ist der Strom des Röntgenelements von der an seinen Elektroden liegenden Spannung abhängig. Legt man z. B. die Spannung einer Hilfsbatterie so an die Elektroden des Röntgenelements, daß der positive Pol der Batterie mit der Leichtmetall-Elektrode verbunden ist, so wird ein größerer, im umgekehrten Fall ein kleinerer Strom als bei der Elektrodenspannung Null gemessen. Diese Spannungsabhängigkeit des Röntgenelementstroms macht eine Kalibrierung des Geräts erforderlich. Die Strom-Spannungs-Charakteristik wurde daher an einem Röntgenelement mit plattenkondensator-ähnlicher Elektrodenanordnung bei 140 kV Normalspannung nach Wachsmann in einer Schaltung nach Abb. 3 gemessen.

Das Ergebnis ist in Abb. 4 aufgetragen und zeigt wie z. B. mit Feldern, die die Gold-Elektronen beschleunigen (positive Spannungen), der Elementstrom ansteigt. Für $U_R > 0$ V kann in diesem Fall angenommen werden, daß praktisch alle Gold-Elektronen zum

Aluminium gelangen, daß aber ein mehr oder minder großer Anteil der Aluminium-Elektronen vom Feld zurückgelenkt wird. Dieser Teil der Kurve ist also gegeben durch:

$$0 \leqq U_R \leqq \frac{E_{\max_{Al}}}{Q_E}: \quad I_{R+} = I_{Au} - \int_{|E_R|}^{E_{\max_{Al}}} \frac{dI_{Al}(E)}{dE} dE, \qquad (1)$$

wobei E_R das Produkt von Elementspannung U_R und Elementarladung Q_E darstellt und $\frac{dI_{Al}(E)}{dE}$ den Stromanteil der Aluminium-Elektronen mit einer Energie zwischen E und $E + dE$ bezeichnet. In entsprechender Weise gilt für den linken Teil der Kurve (negative Spannungen):

$$0 \geqq U_R \geqq -\frac{E_{\max_{Au}}}{Q_E}: \quad I_{R-} = \int_{|E_R|}^{E_{\max_{Au}}} \frac{dI_{Au}(E)}{dE} dE - I_{Al}. \qquad (2)$$

Erst bei Spannungen $U_{\max}$, die der maximalen Energie $E_{\max}$ der ausgelösten Elektronen entsprechen, wird je nach Polung der Strom von nur im Gold (I_{Au}) bzw. nur im Aluminium (I_{Al}) ausgelösten Elektronen herrühren. Dieser weitere Kurvenverlauf ist in Abb. 5 qualitativ aufgetragen.

Das Röntgenelement lädt sich bei Bestrahlung so auf, daß negative Spannungen, d. h. die Schwermetall-Elektronen bremsende Felder entstehen. Es wird sich also — im Einklang mit den im Teil I [1] durchgeführten Berechnungen — nicht bis zu einer Spannung aufladen, die der seiner energiereichsten Elektronen entspricht, sondern nur bis zu einem Wert, bei dem die Emission der Schwermetall-Elektrode so gemindert ist, daß sie der der Leichtmetall-Elektrode gleichkommt ($U_R = A$). Der Arbeitsbereich des Elements liegt somit zwischen $U_R = 0$ und $U_R = A$. Den größten Strom, d. h. den größten Ladungstransport pro Dosiseinheit, liefert das Röntgenelement aus eigener Kraft bei der Elementspannung $U_R = 0$, wie dies ebenfalls in Teil I berechnet worden war.

Da die Messungen praktisch an einem Plattenkondensator durchgeführt worden sind, ist mit E die Normalkomponente der Elektronenenergie zu identifizieren. Durch Differenzierung der in Abb. 4 wiedergegebenen Kurve nach U_R erhält man daher die Energieverteilung der Normalkomponenten, die einen gewissen Anhalt für die Energieverteilung der ausgelösten Elektronen überhaupt gibt. Diese Verteilung ist in Abb. 6 wiedergegeben, wobei sich innerhalb der Fehlergrenzen der gleiche Kurvenzug für positive und negative Werte von U_R ergibt.

Im untersuchten Energiebereich ist also die Anzahl der durch die angelegte Spannung U_R gebremsten Gold- bzw. Aluminium-Elektronen nicht nur gleich (Symmetrie der Kurve in Abb. 4), sondern auch in gleicher Weise verteilt. Dies ist insofern auch zu erwarten, als ja dieser „weiche" Anteil von Sekundär-Elektronen gebildet wird.

2.4. Einfluß der Elektrodendicke

In Vorversuchen war für Co-60-Strahlung eine Empfindlichkeit abgeschätzt worden, die etwa um den Faktor 10 geringer war als die bei Röntgenstrahlung. Alle im folgenden beschriebenen Untersuchungen wurden daher bei harter Gammastrahlung durchgeführt, um in diesem Bereich die größtmögliche Empfindlichkeit zu erhalten.

Die Abhängigkeit des Röntgenelementstroms von der Dicke der Leichtmetall- (Al) bzw. der Schwermetall-Elektrode (Pb), bei Co-60-Strahlung gibt Abb. 7 wieder. Die Kurven wurden in der Weise aufgenommen, daß jeweils eine Elektrodendicke konstant gehalten und die andere variiert wurde. Der Maßstab für den Strom ist willkürlich. Als Abszisse ist sowohl die Elektronenbelegung B in [Elektronenanzahl/cm²] als auch die

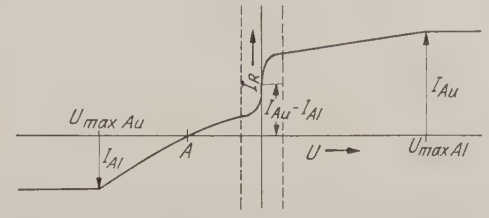

Abb. 5. Zur Spannungsabhängigkeit des Röntgenelementstroms. (Verlauf nur qualitativ. Der in Abb. 4 wiedergegebene Meßbereich liegt etwa zwischen den senkrechten gestrichelten Linien)

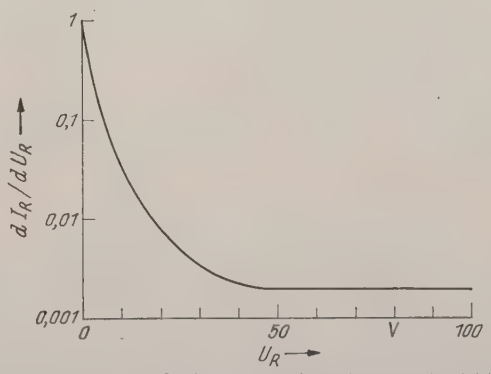

Abb. 6. Energieverteilung der im Röntgenelement ausgelösten Elektronen (Normalkomponente). Strahlung: 140 kV-Normalspannung. Elektroden: Gold + Aluminium

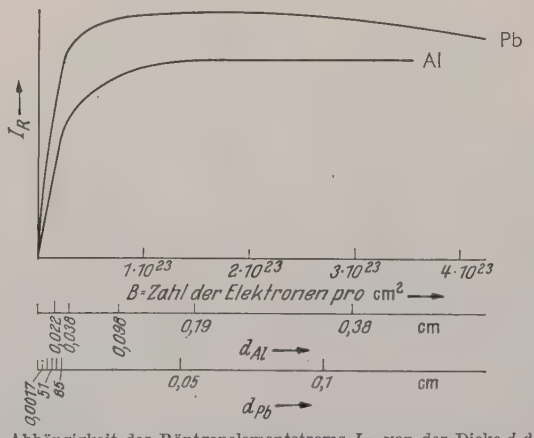

Abb. 7. Abhängigkeit des Röntgenelementstroms I_R von der Dicke d der Elektroden bzw. der Elektronenbelegung B bei Co-60-Strahlung

Dicke d des Materials aufgetragen. Der Röntgenelementstrom nimmt erst mit der Dicke der Elektrode zu, bis die maximale Reichweite der ausgelösten Elektronen erreicht ist, um dann in einen Sättigungsbereich überzugehen. Der steile, fast lineare Anstieg bei kleinen Dicken läßt erkennen, daß die Mehrzahl aller ausgelösten Elektronen aus einer relativ dünnen Schicht unter der Oberfläche kommt (bei Aluminium etwa $d_{Al} = 0{,}03$ cm, bei Blei etwa $d_{Pb} = 0{,}01$ cm, was in beiden Fällen einer Elektronenbelegung von $B = 0{,}3 \cdot 10^{23}$ cm^{-2} entspricht). Die Sättigung wird durch die Schwächung der Primärstrahlung in den Elektroden selbst derart beeinflußt, daß mit weiter steigender Elektrodendicke der Röntgenelementstrom I_R

wieder langsam abnimmt. Die Maxima dieser Kurven verlaufen sehr flach, so daß eine Bestimmung ihrer Lage ungenau ist. Eine besondere Genauigkeit ist aber auch nicht erforderlich, da ja der flache Verlauf die Wahl der Elektrodendicke in einem relativ großen Bereich ohne nennenswerte Verluste zuläßt. Zur vollen Ausnutzung des Effektes sollte man eher zu dicke als zu dünne Schichten verwenden.

Die folgende Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der auf verschiedenen Wegen gefundenen optimalen und der in den Versuchen tatsächlich verwendeten Elektrodendicken:

Tabelle 1. *Zusammenstellung von Elektrodendicken für Co-60-Strahlung*

	Pb cm	Al cm
Optimal nach Abb. 7	0,03 ... 0,08	0,2 ... 0,4
Optimal für Kathoden von GM-Zählrohren nach Gebauer [7]	0,053	0,27
Maximale Reichweite der ausgelösten Elektronen nach Spencer [6]	0,08	0,2
In den Versuchen verwendet . .	0,05 ... 0,20	0,1 ... 0,21

2.5. Einfluß des Elektrodenmaterials

Die Abhängigkeit des Röntgenelementstroms (in 10^{-14} A) von den Elektrodenmaterialien der Metallzellenausführung (Abb. 1) geben Tabelle 2 und Abb. 8

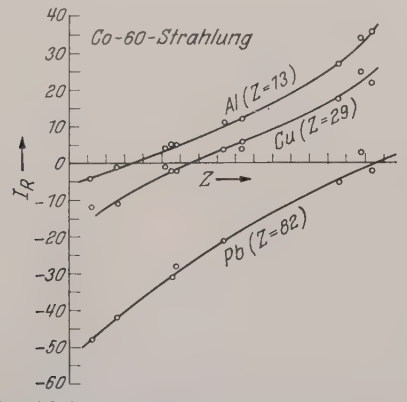

Abb. 8. Abhängigkeit des Röntgenelementstroms I_R von der Ordnungszahl Z des Materials der Innenelektrode für Aluminium-, Kupfer- und Blei-Außenelektroden bei Co-60-Strahlung

Tabelle 2. *Röntgenelementströme* (10^{-14} A) *bei 2,8 r/min Co-60-Strahlung und einer Schattenfläche der plattenförmigen Innenelektrode von 6 cm²*

Zeile	Innenelektrode (Platte)			Außenelektrode (Zylinder)		
	Ordnungszahl Z	Element	Elektrodendicke d 10^{-1} cm	Aluminium $d = 0{,}2$ cm	Kupfer $d = 0{,}1$ cm	Blei $d = 0{,}2$ cm
1	6	C	4,1	− 4	−12	−48
2	13	Al	2,1	− 1	−11	−42
3	26	Fe	1,0	+ 4	− 1	
4	28	Ni	1,1	+ 5	− 2	−31
5	29	Cu	1,0	+ 5	− 2	−28
6	42	Mo	1,0	+11	+ 4	−21
7	47	Ag	1,0	+12	+ 4	−21
8	47	Ag/Mg	1,05	+12	+ 6	−21
9	73	Ta	0,6	+27	+18	− 5
10	79	Au	0,4	+34	+25	+ 3
11	82	Pb	0,5	+35	+23	− 2
12	82	Pb	1,0	+36	+22	− 2
13	82	Pb	2,0	+36	+20	

wieder. In diesen Meßreihen wurde bei konstanter Dosisleistung (2,8 r/min) der Co-60-Strahlung und konstanter Oberfläche (Schattenfläche der Innenelektrode: $2 \cdot 3$ cm²) der Elektroden das Material der Innenelektrode über einen großen Ordnungszahlbereich variiert, wobei für die zylindrischen Außenelektroden Aluminium, Kupfer oder Blei verwendet wurden. Der mittlere Fehler beträgt etwa $\pm 10\%$, hervorgerufen durch die Temperaturabhängigkeit der Meßverstärker, zuzüglich $\pm 2 \cdot 10^{-14}$ A, die durch die Nullpunktsunruhe bedingt sind.

Zur Prüfung der Abhängigkeit der Elektronenemission vom Einfallswinkel der Gammastrahlung wurden die plattenförmigen Innenelektroden jeder Elementkombination sowohl senkrecht als auch streifend bestrahlt. Im Fall der Aluminium-Außenelektrode betrugen die Unterschiede zwischen beiden Meßwerten bei Verwendung von Leichtmetall-Innenelektroden (Zeilen 1 ... 5) ca. $\pm 250\%$, bei Innenelektroden aus mittelschweren Elementen (Zeilen 6 ... 8) nur noch ca. $\pm 25\%$ und lagen bei denen aus Elementen hoher Ordnungszahl (Zeilen 9 ... 13) innerhalb der Meßfehler. Bei den Außenelektroden aus Kupfer und Blei zeigte nur noch die Kohlenstoff-Innenelektrode unterschiedliche Empfindlichkeiten (ca. $\pm 30\%$ bei Cu und ca. $\pm 8\%$ bei Pb). Für die Richtungsabhängigkeit eines Pb/C-Röntgenelements ist also bei Co-60-Strahlung ebenfalls nur ein Wert von ca. $\pm 8\%$ zu erwarten.

In Tabelle 2 und Abb. 8 ist jeweils das Mittel der Meßwerte bei senkrechter und streifender Bestrahlung eingetragen.

Die Versuche lieferten die folgenden Ergebnisse:

a) Der Meßeffekt nimmt in Übereinstimmung mit Spalte 2a der Tabelle 2 im Abschnitt 1.5 in [1] mit wachsendem Unterschied der Ordnungszahlen der verwendeten Elektrodenmaterialien monoton zu. Diese Gesetzmäßigkeit wird in der graphischen Darstellung der Abb. 8 besonders deutlich[1].

b) Bei Verwendung des gleichen Materials für die Innen- und Außenelektrode sollte der Stromwert Null auftreten. In den drei untersuchten Fällen, nämlich Al/Al, Cu/Cu und Pb/Pb treten jedoch kleine negative Werte auf, ein Zeichen dafür, daß die Geometrie der Anordnung eine geringe Bevorzugung der Elektronen der Außenhülle bewirkt.

c) Aus demselben Grunde liefert auch die Anordnung Pb (außen)/Al (innen), Meßwert: −42, einen größeren Effekt als die Kombination Al (außen)/Pb (innen), Meßwert: +36, desgleichen Pb (außen)/Cu (innen), Meßwert: −28, gegenüber Cu (außen)/Pb (innen), Meßwert: +23, oder Cu (außen)/Al (innen), Meßwert: −11, gegenüber Al (außen)/Cu (innen), Meßwert: +5.

d) Beachtung verdienen auch die Zeilen für Ag und Ag/Mg. Die letztere ist aus einem Material gefertigt, das für die Dynoden in Sekundärelektronen-Vervielfachern verwendet wird. Sie besitzt also einen großen Sekundärelektronen-Koeffizienten und sollte deshalb im Röntgenelement einen besonders großen Meßeffekt bewirken. Gegenüber der Elektrode aus reinem Silber ist aber keine Steigerung der Strom-

[1] Siehe hierzu Abschnitt 1.5 des I. Teils [1].

Tabelle 3. *Reihenuntersuchungen von zylindrischen Röntgenelementen bei Co-60- und Cs-137-Strahlung*

Zeile	Variiert wurde	Versuchsreihe Nr.	Innenelektrode			Radienverhältnis x	Außenelektrode			Empfindlichkeit bei $U_R = 50$ V		
			d 10^{-1} cm	Material	Durchmesser mm		d 10^{-1} cm	Material	Durchmesser mm	ε_{Co} (± 10 %) V/r	ε_{Cs} (± 10 %) V/r	$\varepsilon_{Cs}/\varepsilon_{Co}$ (± 20 %)
1	Aufbau der Innenelektrode	2	1,5 auf 6 ⌀ Al	Pb	9,2	0,66	1	Al	14	0,18		
2		3	0,5	Pb	9,4	0,67	1	Al	14	0,28		
3	Aufbau der Innenelektrode	24	voll	Pb	10,0	0,63	1,5	C	16	0,30	0,93	3,1
4		11	0,5	Pb	10,0	0,63	1,5	C	16	0,53	1,59	3,0
5	Radienverhältnis	10	0,5	Pb	11,5	0,72	1,5	C	16	0,49	1,51	3,1
6		8	0,5	Pb	13,2	0,83	1,5	C	16	0,41		
7	Radienverhältnis	3	0,5	Pb	9,4	0,67	1	Al	14	0,28		
8		4	0,5	Pb	10,2	0,73	1	Al	14	0,26		
9		5	0,5	Pb	11,6	0,83	1	Al	14	0,21		
10	Ordnungszahl des Elektrodenmaterials	9	0,5	Pb	13,2	0,78	1	Al	17	0,26	0,76	2,9
11		8	0,5	Pb	13,2	0,83	1,5	C	16	0,41		
12	Ordnungszahl des Elektrodenmaterials	16	0,5	Ag	11,5	0,72	1,5	C	16	0,043	0,23	5,4
13		17	0,5	Ta	11,5	0,72	1,5	C	16	0,27	0,79	2,9
14		20	0,5	U	13,0	0,81	1,5	C	16	0,44	0,98	2,2
15	Schwermetall in der Außenelektrode	36	voll	Trolitul	5,0	0,28	0,5	Pb	18	1,05	3,1	3,0
16		37	voll	Trolitul	5,0	0,29	1,0	Pb	17	1,3	3,45	2,6

Co: 1,25 MeV. — Cs: 660 keV.

ausbeute zu bemerken[1]. Die Magnesium-Beimengung ist so geringfügig, daß beide Elektroden praktisch die gleiche mittlere Ordnungszahl aufweisen.

2.6. Zylindrische Röntgenelemente mit eingebautem Elektrometer

Während bei allen vorher beschriebenen Röntgenelementen Strommessungen durchgeführt worden waren, wurden im folgenden zur Ermittlung des Ladungszustandes des Röntgenelements (Dosismessung) kleine Kohlhörstersche Schlingen-Elektrometer verwendet, die direkt auf der Innenelektrode des Elements montiert waren. Auf diese Weise erhielt man ein komplettes Dosimeter, bei dem elektrische Durchführungen aus dem Vakuumraum und auch Kontakte im Innern desselben gänzlich vermieden wurden, ein Umstand, der die Funktionssicherheit des Gerätes ganz wesentlich erhöht. Der Elektrometerfaden wurde durch ein Fenster auf der einen Stirnseite des Zylinders mit einem Mikroskop bei Auflicht betrachtet. Dadurch wird vermieden, daß sich unnötig viele gasende Teile im Vakuumraum befinden, und außerdem erreicht, daß mit einem Mikroskop mehrere Dosimeter abgelesen werden können.

Für die im folgenden beschriebenen Reihenuntersuchungen (Tabelle 3) wurden zwei Dosimeter mit leicht auswechselbaren zylindrischen Innenelektroden gebaut, die an der laufenden Pumpe betrieben wurden. Abb. 9 zeigt die Zelle im Teilschnitt. Als Vakuumabschluß diente ein dünnwandiges (0,5 mm) Stahlrohr von 20 mm Außendurchmesser, auf dessen einer Stirnseite ein Beobachtungsfenster mit UHU-Plus vakuumdicht aufgeklebt war. Zelle und Mikroskop waren auf einer durchgehenden Stange gehaltert und gegeneinander justierbar. Am Fenster wurde die Wandung der Außenelektrode nach innen vorgezogen, damit das Elektrometer, das mit seinem Scheitel etwa 4 mm hinter der Scheibe lag, eine möglichst hohe Empfindlichkeit erhielt. Die Außenelektrode wurde in das Stahlrohr eingeschoben und das System der Innenelektrode mit Elektrometer und Isolatoren dann in diese eingesetzt und zwischen Anschlägen gehalten. Der Abschlußdeckel zum Pumpstutzen wurde von einer Feder gestützt, die sich von innen gegen das Stahlrohr preßte.

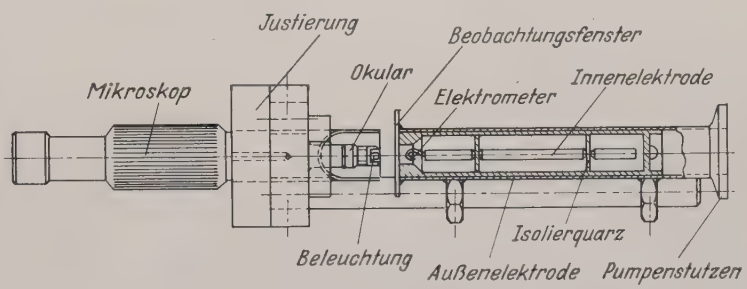

Abb. 9. Dosimeter mit Röntgenelement in Metallausführung für Reihenuntersuchungen (zylindrische Elektroden)

Nachdem sich das relativ temperaturbeständige Isolationsmaterial Teflon bei einem Vorversuch als ungeeignet erwiesen hatte, wurden polierte Quarzscheiben (amorph, 1 mm dick) zur Isolation verwendet[2]. Temperaturbeständigkeit wurde deshalb gefordert, weil das Dosimeter in Metallausführung später auch als abgeschmolzene Zelle gebaut wird und aus diesem Grunde ausheizbar sein muß. Die Quarzscheiben lieferten ganz ausgezeichnete Isolationswerte, obwohl sie nur mit reinem Alkohol abgewaschen und sonst keiner weiteren Reinigung unterzogen worden waren. Bei einer willkürlich herausgegriffenen Zelle konnte in einem Dauerversuch von über 100 Std. nicht die geringste Entladung (0,2 % vom Meßwert =

[1] Demgegenüber scheint aber die Anomalie des Goldes (Zeile 10, letzte Spalte) auf eine besonders große Sekundärelektronenemission zurückzuführen zu sein.

[2] Für diesen Vorschlag bin ich Herrn Professor Dr. W. Hanle zu Dank verpflichtet.

Endausschlag wären erkennbar gewesen) festgestellt werden[1].

2.7. Reihenversuche zur optimalen Dimensionierung zylindrischer Röntgenelemente

In der vorbeschriebenen Zelle (Abb. 9) wurden etwa 25 verschiedene Elektrodenkombinationen untersucht, von denen die wichtigsten in Tabelle 3 zusammengestellt sind und im folgenden erläutert werden:

Wie schon in Teil I [1] ausführlich behandelt, beruht die elektrische Aufladung bzw. der elektrische Strom im Röntgenelement auf einem Differenzeffekt. Es ist daher zu erwarten, daß in den Fällen, in denen die effektiven Stromausbeuten beider Elektroden von der gleichen Größenordnung sind, schon kleine Veränderungen des konstruktiven Aufbaus oder kleine Änderungen ΔU_R der Gegenspannung U_R am Röntgenelement eine relativ große Änderung der Stromausbeute und damit auch der Empfindlichkeit bewirken. Dies gilt z. B. bei Röntgenstrahlung, wenn die Ordnungszahl-Differenz der Elektroden gering ist, bzw. bei harter Gammastrahlung überhaupt. So haben sich einige Elementkonstruktionen überhaupt nicht, bzw. nur bis zu so kleinen (Sättigungs-)Spannungen aufgeladen, daß eine Auswertung unmöglich war. Dies geschah nicht nur bei geringen Ordnungszahl-Differenzen der Elektrodenmaterialien oder einem ungünstigen Radienverhältnis der Elektroden selbst, sondern auch bei ungünstigem Aufbau ihrer Befestigung. Bei einer ersten Konstruktion mit langen Stäben zur Halterung einer Schwermetall-Innenelektrode z. B. emittierten diese Stangen selbst nur wenig (kleine Ordnungszahl, geringe Oberfläche) und saugten zudem bei Spannungen $U_R > 0$ die Elektronen der großflächigen Außenelektrode an, so daß keinerlei meßbare Aufladung zustande kam.

In [1], Abschnitt 1.3, war bereits gezeigt worden, daß für Stab- und Mantelelemente die Anfangsempfindlichkeit (bei $U_R \approx 0$) gleich ist. Unterschiede in der Empfindlichkeit treten erst bei höheren Spannungen U_R auf. Wegen dieser Abnahme der Empfindlichkeit mit steigender Spannung wurden in Tabelle 3 alle Empfindlichkeitsangaben ε auf eine mittlere Betriebsspannung $U_R = 50$ V [2] bezogen.

Die in den Zeilen 1 ... 14 aufgeführten Konstruktionen stellen Stabelemente dar; Mantelelemente sind nur in den Zeilen 15 und 16 angeführt.

a) In den Zeilen 1 und 2 bzw. 3 und 4 ist je ein Paar von Dosimetern eingetragen, die sich bei sonst gleichem Aufbau nur darin unterscheiden, daß jeweils bei dem erstgenannten die Innenelektrode voll, beim zweiten dagegen hohl ist. Während in Zeile 1 die Innenelektrode mit Aluminium gefüllt ist, besteht die Innenelektrode des Elements der Zeile 3 ganz aus Blei. In beiden Fällen ist jedoch das Dosimeter mit hohler Innenelektrode wesentlich empfindlicher, und zwar bei 1 und 2 um den Faktor 1,55, bei 3 und 4 um den Faktor 1,77. Dies wird in erster Linie darauf zurückzuführen sein, daß die Strahlung in der Voll-Elektrode so stark geschwächt wird, daß die der Strahlung abgewandte Seite dieser Elektrode weniger emittiert als ihre Vorderseite. Es handelt sich hier um einen Störeffekt, der z. B. beim Compton-Dosimeter [8] als Meßeffekt ausgenutzt wird. Die Innenelektrode wurde daher bei den folgenden Versuchen immer als dünnwandiger Hohlzylinder ausgeführt.

b) In den Zeilen 4, 5, 6 bzw. 7, 8, 9 ist bei sonst gleichbleibenden Konstruktionsmerkmalen der Radius der Innenelektrode verändert worden. Im Einklang mit den Berechnungen in [1], Abschnitt 1.3, steigt in beiden Fällen die Empfindlichkeit mit einer Verringerung des Innenradius r_1 in Annäherung an den bei $U_R = 0$ optimalen Wert von $r_1 = r_2/e$.

c) In den Zeilen 12, 13, 14 sind nochmals Innenelektroden aus verschiedenen Materialien untersucht worden, um den Einfluß der Ordnungszahl des Materials nicht nur auf die Empfindlichkeit, sondern auch auf die Wellenlängenabhängigkeit zu prüfen. Wie schon aus früheren Untersuchungen und den Berechnungen im Teil I bekannt, steigt die Empfindlichkeit mit steigender Ordnungszahl der Schwermetall-Elektrode, aber auch die Wellenlängenabhängigkeit ist bei schwereren Materialien wesentlich geringer als bei leichteren. Vor allem Uran (Zeile 14) liefert neben höchster Empfindlichkeit (bei Berücksichtigung des Radienverhältnisses) auch die geringste Wellenlängenabhängigkeit.

d) In den Zeilen 10 und 11 ist das Material der Außenelektrode ausgewechselt worden. Auch in diesem Fall bringt eine größere Differenz der Ordnungszahlen eine Erhöhung der Empfindlichkeit. Nach Basler [9] ist jedoch die Steigerung von 0,26 auf 0,41 V/r nicht allein auf die geringere Elektronen-Rückstreuung des Kohlenstoffs, sondern zum großen Teil auch auf den kleineren Sekundärelektronen-Emissionsfaktor von nur $\approx 0{,}5$ gegenüber ≈ 2 bei Al_2O_3 zurückzuführen.

e) Während für Pb/C-Elemente bei Strommessungen, d. h. bei $U_R \approx 0$, eine Wellenlängenabhängigkeit $\sigma^*_{Cs}/\sigma^*_{Co} \approx 2$ abgeschätzt werden konnte, liegen bei Spannungsmessungen mit $U_R = 50$ V die entsprechenden Werte bei $\varepsilon_{Cs}/\varepsilon_{Co} \approx 3$, wie dies auch nach den Berechnungen (Spalten 3, 6 und 8 der Tabelle 2 in [1]) zu erwarten war.

f) Das Element der Versuchsreihe 8 (Zeilen 6, 11) zeigte eine auffallend geringe Wellenlängenabhängigkeit. In diesem Fall (Radienverhältnis $x = 0{,}83$) kann das Elektrodensystem praktisch als Plattenkondensator betrachtet werden, in dem der Strom der Schwermetall-Elektrode infolge von elektrostatischen Kräften (s. [1], Anhang I Teil I) nicht so stark geschwächt wird wie in einem Zylinderkondensator. Dies gewährleistet nach [1], Abschnitt 1.3f, eine relativ geringe Wellenlängenabhängigkeit. Wegen des großen Radienverhältnisses liegt aber die Empfindlichkeit weit unter der maximal erreichbaren.

g) In den Zeilen 15 und 16 sind zwei Konstruktionen von Mantelelementen aufgeführt, deren höhere Empfindlichkeit gegenüber der der Stabelemente sowohl auf das optimale Radienverhältnis $x = 1/e$ als auch auf die Anordnung des Schwermetalls in der Außenelektrode zurückzuführen ist.

Das in Zeile 16 aufgeführte Dosimeter besitzt die größte experimentell erreichte Empfindlichkeit. Höhere ε-Werte sind bei vorgegebenem Außenradius r_2 nach

[1] Scheiben aus kristallinem Quarz zeigten dagegen ein sehr schlechtes Isolationsvermögen.

[2] Meßbereich des verwendeten Elektrometer-Typs: 100 V.

den theoretischen Überlegungen nur noch bei Verwendung von Elektrodenmaterialien zu erwarten, deren Ordnungszahl-Differenz noch größer ist als die von Kohlenstoff/Blei. Schwerere Materialien als Blei und leichtere als Kohlenstoff wurden jedoch aus äußere Gründen nur in wenigen Ausnahmefällen verwendet.

Mit dem Pb/C-Mantelelement wurden sodann alle weiteren im Teil III beschriebenen Untersuchungen zur Erzielung der Wellenlängenunabhängigkeit durchgeführt.

Der Bundesminister für Atomkernenergie hat unter dem Kennzeichen St.Sch. 44 das Forschungsvorhaben mit großzügigen Zuwendungen unterstützt. Von der *AEG*-Stromrichterfabrik wurde mir durch Herrn Direktor Dr. K. Meyer und Herrn Obering. G. Hummel finanzielle und materielle Hilfe zuteil und die Herren Dr. E. G. Hofmann und Ing. Jahnel halfen mir bei der Lösung technologischer Probleme. Herr Professor Dr. O. Vaupel von der Bundesanstalt für Materialprüfung ermöglichte durch Bereitstellung von Isotopen die Durchführung der Vorversuche und die Beschleunigung der Messungen bei harter Strahlung. Die Fa. *R. Seifert* u. Co. stellte eine Röntgenanlage zur Verfügung.

Allen Vorgenannten sei auch an dieser Stelle nochmals herzlich gedankt.

Zusammenfassung

Der allgemeine Versuchsaufbau und die Konstruktionsweise der verwendeten Röntgenelemente und Dosimeter werden beschrieben. Die Ergebnisse der durchgeführten Experimente zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit den im Teil I berechneten Werten. Das Vakuum muß besser als $1 \cdot 10^{-3}$ Torr sein. Die optimale Elektrodendicke entspricht — wie bei den Zählrohren — der maximalen Reichweite der ausgelösten Elektronen. Die Empfindlichkeit steigt monoton mit der Größe der Ordnungszahl-Differenz der verwendeten Elektroden, während die Wellenlängenabhängigkeit abnimmt. Bei optimaler Bauweise erhält man mit einem Pb-C-Mantelelement von 20 mm Außendurchmesser eine Empfindlichkeit von 1,3 V/r bei Co-60- bzw. 3,4 V/r bei Cs-137-Strahlung.

Literatur: [1] Warrikhoff, H. F. H.: Z. angew. Phys. **18**, 44 (1964). — [2] Wachsmann, F.: Strahlentherapie **83**, 41 (1950). — [3] Ohmart, Ph. E.: Brit. Pat. 730199. — [4] Taylor, L. S.: Brit. J. Radiol. **24**, 67 (1951). — [5] Kronenberg, S., and H. M. Murphy: US Army Signal Corps, Exploratory Div. S, Memo. Rpt. 10. 10. 1958. — [6] Spencer, L. V.: Phys. Rev. **98**, 1597 (1955). — [7] Gebauer, H.: Atomkernenergie **2**, 62 (1959). — [8] Gross, B.: Radiation Research **14**, 117 (1961) — [9] Basler, G.: Priv. Mitt.

Harald F. H. Warrikhoff
Abt. Prof. Dr. R. Hosemann
Fritz Haber-Institut der Max Planck-Gesellschaft,
1 Berlin 33 (Dahlem)
Faradayweg 4—6

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Sonderdruck aus
„Zeitschrift für angewandte Physik", 18. Band, 2. Heft, 1964, S. 95—105
Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg · New York

Röntgenelemente für die Dosimetrie

III. Teil*

Von Harald F. H. Warrikhoff

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 18. April 1964)

3. Die Methode der Elektronenfilterung zur Erzielung der Wellenlängenunabhängigkeit

Im vorliegenden III. Teil (I. und II. Teil, s. [1, 2]) werden wellenlängenunabhängige Röntgenelemente beschrieben. In diesem Zusammenhang wird auch eine neue Methode zur Erzielung der Wellenlängenunabhängigkeit entwickelt.

Nach einer Einleitung (Abschnitt 3.1) wird die allgemeine Funktionsweise von Dosimetern (3.2) behandelt. Im Abschnitt 3.3 wird gezeigt, daß es durchaus von der Arbeitsweise des Detektors abhängt, ob zur Erzielung eines dosisproportionalen Meßeffekts ein luftäquivalentes Material geeignet ist oder nicht. Die bisher verwendeten Verfahren zum Ausgleich der Wellenlängenabhängigkeit werden im Abschnitt 3.4 diskutiert und im Abschnitt 3.5 wird die neue Methode der sog. Elektronenfilterung erläutert. Nach einer rechnerischen Abschätzung der Wirkungsweise dieser Elektronenfilter (3.6) wird diese neue Methode auf das Röntgenelement zuerst bei Strommessung angewandt (3.7) und dann bei Spannungsmessung genauestens untersucht (3.9). Die zur Prüfung verwandten Röntgen- und Gammastrahlungen werden im Abschnitt 3.8 behandelt.

3.1. Einleitung

Der heute gültige Dosisbegriff hat eine lange Entwicklung hinter sich. Die Meßgeräte der Standard-Dosimetrie wie auch die eigentliche Dosiseinheit sind zwar dieselben geblieben, aber die mit der Zeit gewachsene Erkenntnis über die Vielzahl der möglichen Einzeleffekte und Begleitumstände, die bei der Messung der Dosis tatsächlich auftreten, haben den Dosisbegriff und die Meßvorschriften tiefgreifend beeinflußt. Das, was in der Dosimetrie eigentlich gemessen werden soll, ist die einem Körper durch energiereiche Strahlung zugeführte Energie, die Energiedosis. In der Mehrzahl aller Fälle ist es aber speziell die biologische Strahlenwirkung, die zu messen und zu dosieren ist, d.h. die bestrahlten Körper bestehen vornehmlich aus biologischem Gewebe.

Da jede Strahlenwirkung auf Ionisation beruht, hat man sinnvollerweise als Dosisgröße die Ionendosis herangezogen und diese als Differentialquotient aus der Ionenladung, die durch die Strahlung in Luft frei wird, und der Luftmasse definiert. Die Einheit dieser Ionendosis ist das Röntgen und hat den Wert $1\ r = 2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Asec/kg (entsprechend1 el. stat. Ladungseinheit/1,293 mg oder 1 el. stat. Ladungseinheit pro cm^3 Luft NDT).

Diese Ionendosis ist nun aber nicht gleich der oben genannten Energiedosis, obwohl natürlich auch die letztere durch Ionisation hervorgerufen wird. Berger [3] schreibt dazu:

„... Die Energiedosis und die Ionendosis gehören darum beide zur Kategorie der Ionisierungsdosis-Begriffe ... Warum braucht man dann aber zwei

* D 188, III. Teil.

Dosisgrößen, um ein und denselben Vorgang zu beschreiben? Man braucht sie, weil sich die beiden Forderungen nach einer engen Beziehung zu den Ursachen der Strahlenwirkung einerseits und nach Darstellbarkeit durch praktische Messung andererseits in einer einzigen Größe nicht vereinigen lassen. Der Ionisationseffekt läßt sich, ebenso wie jeder andere physikalische Strahleneffekt, im biologischen Gewebe nicht isolieren und messen. Man muß in jedem Fall die Messung in einen [möglichst ähnlichen (Anm. d. Verf.)] Ersatzstoff verlegen, der einen physikalisch meßbaren Ionisationseffekt zeigt, z.B. in Luft als dosimetrische Standardsubstanz. In einem solchen Ersatzkörper aber verliert der Dosisbegriff seine direkte Beziehung zur biologischen Strahlenwirkung. Man erhält also die Energiedosis als allgemeingültig definierte Größe ohne unmittelbaren Rückhalt in der praktischen Dosimetrie und die Ionendosis als eine durch praktische Messung darstellbare Größe ohne allgemeingültigen Zusammenhang mit der biologischen Strahlenwirkung."

Wie kann man nun die Ionendosis definitionsgemäß messen? Für diesen Zweck kommen ausschließlich die bekannten Hohlraum- und Elektronengleichgewichts-Ionisationskammern in Betracht. Auf ihre Konstruktion braucht hier nicht näher eingegangen zu werden, doch sei hervorgehoben, daß beide Ionisationskammer-Typen je nach Bauart (Wanddicke) nur in einem bestimmten Wellenlängenbereich richtig, d.h. definitionsgemäß arbeiten können.

Nun ist aber die Ionisationskammer (I-Kammer) nicht der einzige Detektor für ionisierende Strahlung, sondern viele andere strahlenempfindliche Systeme weisen sogar gegenüber der I-Kammer beträchtliche Vorteile auf. Welcher andere Detektor aber auch immer verwendet werden mag, sein Meßeffekt wird bei einer bestimmten Wellenlänge der Dosis allenfalls proportional sein können und somit eine Eichung des Geräts erforderlich machen.

Dies ist allerdings noch das geringste Problem. Viel schwieriger ist es dagegen, einen Detektor zu finden, dessen Dosisproportionalität in einem möglichst großen Wellenlängenbereich konstant bleibt, der also wellenlängenunabhängig arbeitet. Sicherlich kann in einem Detektor immer nur die Energie einen Effekt hervorrufen, die in ihm stecken geblieben ist, also die Energiedosis. Die Absorption ein und derselben Strahlung ist aber in verschiedenen Materialien unterschiedlich und viele Detektoren (z.B. Dosismeßfilm) enthalten schon aus funktionellen Gründen andere Materialien (z.B. AgBr) als Luft, die nach dem oben Gesagten die dosimetrische Standardsubstanz ist.

Aber selbst dann, wenn als Detektormaterial ein „luftäquivalenter" Stoff verwendet werden würde, hinge es noch in starkem Maße von der Arbeitsweise des Detektors ab, ob tatsächlich ein Meßeffekt verursacht wird, der der absorbierten Energie streng proportional ist.

3.2. Die Funktionsweise der Dosimeter

Beschränkt man sich auf die elektrisch arbeitenden Dosimeter, so läßt sich ihre Funktionsweise einfach beschreiben: Der Meßwert D — die Dosis — wird in der Weise gewonnen, daß von den n pro cm² einfallenden Photonen der Anteil $AF \cdot n$ im Detektor absorbiert und in Photo-, Auger-, Compton- und Paarelektronen umgesetzt wird. Diese energiereichen Elektronen werden dann vom Detektor so weiterverarbeitet, daß schließlich $VF \cdot AF \cdot n$ Elektronen mit der Ladung Q_E zur Messung gelangen. Somit erhält man die Gleichung

$$D = n \cdot AF \cdot VF, \tag{1}$$

wobei im folgenden AF Absorptionsfunktion und VF Verarbeitungsfunktion genannt werden sollen[1].

Am Beispiel der Freiluft-Ionisationskammer — die als Elektronengleichgewichtskammer die Ionendosis definitionsgemäß mißt (Standardkammer) — sei dies näher erläutert: Von den n pro Flächeneinheit einfallenden Photonen der Energie $h\nu$ werden pro g Luft $n(\mu_a/\varrho)_{\text{Luft}}$ absorbiert und jedes absorbierte Photon erzeugt $h\nu/E_{\text{Ion}}$ Luft-Ionen der Ladung Q_E, wenn mit E_{Ion} die Ionisierungsarbeit für Luft bezeichnet wird. Somit ergibt sich die Ionendosis zu:

$$D_I = n(\mu_a/\varrho)_{\text{Luft}} \frac{h\nu}{E_{\text{Ion}}} Q_E \quad \text{Asec/g} \tag{2}$$

mit ϱ = Dichte g/cm³,
μ_α = wahrer Absorptionskoeffizient cm^{-1},
$h\nu$ = Photonenenergie eV.

Die pro Masseneinheit Luft absorbierte Energie ergibt sich aus folgender Rechnung: Nach dem Absorptionsgesetz bleibt in einer Schicht mit der Dicke d bzw. der Massenbelegung $d \cdot \varrho$ der Anteil D_E (Energiedosis in Luft) der Primärenergie $n \cdot h \cdot \nu$ stecken:

$$D_E = \frac{n \cdot h \cdot \nu}{\varrho \cdot d} \left[1 - e^{-(\mu_a)_{\text{Luft}} d}\right], \tag{3}$$

$$D_E \approx n \cdot h \cdot \nu \, (\mu_a/\varrho)_{\text{Luft}} \quad [\text{eV/g}]. \tag{4}$$

Also gilt für Luft:

$$D_E = \frac{D_I}{Q_E} E_{\text{Ion}}. \tag{5}$$

Durch Vergleich von Gl. (1) mit (2) folgt weiterhin

$$AF = (\mu_a/\varrho)_{\text{Luft}} \quad \text{cm}^2/\text{g}, \tag{6}$$

$$VF = \frac{h \cdot \nu}{E_{\text{Ion}}} Q_E \quad \text{Asec}. \tag{7}$$

Alle Meßgeräte, die den gleichen Wert für $AF \cdot VF$ aufweisen wie die Standardkammer werden also die gleiche Ladung pro Masseneinheit liefern und können daher zur absoluten Messung der Ionendosis verwendet werden. Meßgeräte, für die das Produkt von Absorptions- und Verarbeitungsfunktion dem der Standardkammer nur proportional ist, ermöglichen ebenfalls die Messung der Ionendosis, doch wird in diesem Fall eine Eichung erforderlich.

Nun ist aber die Quantenenergie der Strahlung bzw. die Energieverteilung in den Strahlenspektren nicht immer bekannt und auch nicht leicht zu messen. Darum muß von einem praktischen Dosimeter verlangt werden, daß es unabhängig von der Quantenenergie die Dosis richtig mißt. Das Produkt der Funktionen AF und VF des Meßgeräts soll also unabhängig von der Quantenenergie gleich oder proportional dem der Standardkammer sein.

3.3. Die Wellenlängenabhängigkeit von Strahlungsmeßgeräten

Untersucht man die Strahlungsmeßgeräte, die — im Gegensatz zu der vorerwähnten Freiluft-Ionisationskammer — geeicht werden müssen, auf ihre

[1] Bei den nicht elektrisch arbeitenden Detektoren (z.B. Dosismeßfilm) werden keine Elektronenladungen sondern z.B. Schwärzungen gemessen. Für diese Fälle ist in Gl. (1) noch ein entsprechender Proportionalitätsfaktor einzuführen.

Wellenlängenabhängigkeit, so bietet sich auf den ersten Blick ein verwirrendes Bild:

Leuchtstoffdosimeter liefern einen dosisproportionalen Meßeffekt, wenn die Leuchtsubstanz aus einem luftäquivalenten Material besteht [4, 5, 6, 7]. Desgleichen arbeiten Proportionalzählrohre bei Verwendung von luftäquivalentem Wandmaterial wellenlängenunabhängig [8], während bei Geiger-Müller-(GM)-Zählrohren (Auslösezählrohre) solche Materialien keinen Erfolg brachten [9]. Dagegen sind z.B. GM-Zählrohre mit Cu-Kathode in gewissen Härtebereichen als wellenlängenunabhängig gefunden worden [10]. Auch Ionisationskammern mit Schwermetallwänden und schweratomigen Füllgasen liefern in einigen Fällen einen dosisproportionalen Meßeffekt [11, 12, 13].

Zur Erklärung dieser Unterschiede sei auch auf die Funktionsweise dieser Geräte etwas näher eingegangen:

Wir hatten oben für die Entstehung des Meßwertes D im Strahlenmeßgerät die Gleichung

$$D = n \cdot AF \cdot VF \tag{1}$$

gefunden und festgestellt, daß die Bedingung für einen dosisproportionalen Meßeffekt lautet:

$$AF \cdot VF \sim (\mu_a/\varrho)_{\text{Luft}} \frac{h \cdot \nu}{E_{\text{Ion}_{\text{Luft}}}}. \tag{8}$$

Da der Wert für $E_{\text{Ion}_{\text{Luft}}}$ in einem weiten Energiebereich bis auf wenige Prozent genau als konstant angesehen werden kann, bedeutet die Verarbeitungsfunktion $VF \sim h \cdot \nu$ das Entstehen einer Anzahl freier Ladungsträger, die der Energie der absorbierten Quanten proportional ist. Dieses ist aber nicht nur bei der Ionisationskammer der Fall, sondern auch beim Proportionalzählrohr und allen Festkörper- und chemischen Dosimetern.

Diese Geräte haben daher die Verarbeitungsfunktion $VF \sim h \cdot \nu$. Aus Gl. (8) folgt somit für die Absorptionsfunktion

$$AF \sim (\mu_a/\varrho)_{\text{Luft}}, \tag{9}$$

d.h. das Material, aus dem Proportionalzählrohr und Leuchtstoffdosimeter aufgebaut sind, muß den gleichen Absorptionskoeffizienten aufweisen wie Luft, es muß luftäquivalent sein[1].

Beim GM-Zählrohr[2] (Auslösebereich) [9] und beim Röntgenelement liegt der Fall jedoch anders. Im GM-Zählrohr wird die Anzahl der einfallenden Photonen mit einem Wirkungsgrad η gezählt, beim Röntgenelement wird ein dem Photonenstrom proportionaler Elektronenstrom gemessen:

GM-Zählrohr: $$D \sim n \cdot \eta \sim n(AF \cdot VF)_Z \tag{10}$$

Röntgenelement: $$D \sim n \cdot k \sim n(AF \cdot VF)_R, \tag{11}$$

wobei η und k von der Photonenenergie abhängen. Bei beiden Geräten ist die Wahrscheinlichkeit für den Übergang der in den Wänden ausgelösten Elektronen in das Zählvolumen bzw. zur Gegenelektrode der Quantenenergie im allgemeinen nicht proportional. Daher ist auch die Verarbeitungsfunktion VF der Energie der Primärquanten nicht proportional, und als Bedingung für einen dosisproportionalen Meßeffekt dieser Geräte folgt weiterhin

$$AF \sim (\mu_a/\varrho)_{\text{Luft}}, \tag{12}$$

d.h.: Es darf gerade kein luftäquivalentes Material verwendet werden.

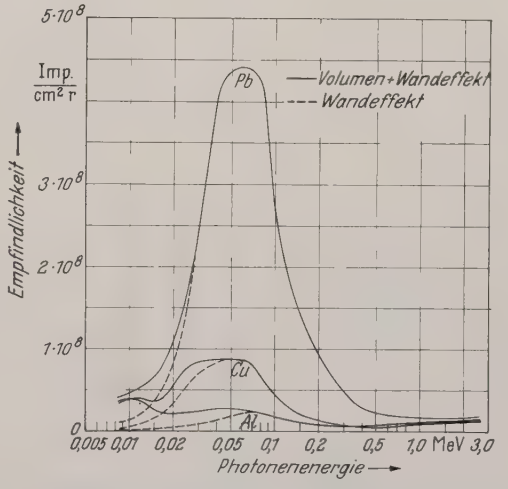

Abb. 1. Wellenlängenabhängigkeit von Geiger-Müller-Zählrohren mit verschiedenen Kathoden nach [Saurer 17] und Bradt et al. [15], berechnet für die jeweils optimale Schichtdicke

Tatsächlich zeigen auch einige GM-Zählrohre mit nicht luftäquivalenten Kathodenmaterialien in relativ weiten Wellenlängenbereichen eine gute Dosisproportionalität.

Für einige Zählrohr-Kathoden gilt nämlich in bestimmten Wellenlängenbereichen:

$$\eta = \text{const} \cdot h\nu, \tag{13}$$

so daß für $(AF \cdot VF)_z$ folgt:

$$(AF \cdot VF)_z \sim h \cdot \nu. \tag{14}$$

Für eine dosisproportionale Anzeige ist also erforderlich:

$$(AF \cdot VF)_{\text{Standardkammer}} \sim (AF \cdot VF)_z \sim h \cdot \nu \tag{15}$$

und mit

$$VF_{\text{Standardkammer}} \sim h \cdot \nu: \tag{7}$$

$$AF_{\text{Standardkammer}} = (\mu_a/\varrho)_{\text{Luft}} = \text{const} \tag{16}$$

Zufällig gibt es Wellenlängenbereiche, in denen sowohl Gl. (13) als auch Gl. (16) erfüllt sind, so daß verschiedene GM-Zählrohre dosisproportional (Blei-Zählrohr oberhalb 1 MeV) oder mit nur geringer Wellenlängenabhängigkeit (Kupfer-Zählrohr zwischen 0,3 ... 3 MeV: ±15%) arbeiten (s. auch [1], Abb. 3 [10, 14, 15, 16] und Abb. 1).

[1] Bei einem sog. luftäquivalenten Material ist der Quotient $\frac{\text{Wahrer Röntgenabsorptionskoeffizient}}{\text{Elektronenbremsvermögen}}$, unabhängig von der Wellenlänge, der gleiche wie der für Luft. Der Zähler setzt sich aus drei Koeffizienten zusammen: τ_P (Photoeffekt), τ_C (Compton-Effekt), $\varkappa$ (Paarbildung). Während τ_C vom Material praktisch unabhängig ist, lassen sich τ_P und $\varkappa$ jeweils als Funktion $F_{\tau_P}(Z)$ bzw. $F_\varkappa(Z)$ der Ordnungszahl Z darstellen. Da $F_{\tau_P}(Z) \neq F_\varkappa(Z)$, muß die mittlere, oder besser gesagt, effektive Ordnungszahl des Materials zur Erreichung der Luftäquivalenz für das Wellenlängengebiet, in dem der Photoeffekt überwiegt, einen anderen Wert haben als für das Gebiet, in dem die Paarbildung überwiegt. Daher kann auch ein bestimmtes Material, das man nur nach seiner effektiven Ordnungszahl ausgesucht hat, nur in einem bestimmten Wellenlängenbereich luftäquivalent sein ([14], S. 15). Das Elektronenbremsvermögen ist von der Ordnungszahl weit weniger abhängig als der Röntgenabsorptionskoeffizient und braucht m allgemeinen nicht berücksichtigt zu werden ([14], S. 159).

[2] Es wird ein Wellenlängenbereich betrachtet, in dem der Einfluß der Gasfüllung vernachlässigbar klein ist.

Es ist somit gezeigt, daß die Detektoren von Strahlungsmeßgeräten durchaus nicht in allen Fällen aus luftäquivalenten Materialien bestehen müssen, um einen dosisproportionalen Meßeffekt zu gewährleisten. Im Gegenteil: Bei Detektoren mit bestimmten Verarbeitungsfunktionen dürften nur bestimmte Materialien verwendet werden, die jedenfalls nicht luftäquivalent sind.

Aber nicht nur die unterschiedlichen Verarbeitungsfunktionen der Detektoren verlangen andere Detektor-Materialien als Luft. Zwar lassen sich Ionisationskammern, Proportionalzählrohre und auch einige Lumineszenz-Detektoren aus luftäquivalenten Materialien herstellen, aber die eigentlichen strahlenempfindlichen Bestandteile des Films (AgBr), des Glasdosimeters (Ag), verschiedener Halbleiter-Detektoren (CdS) und des Röntgenelements (Schwermetall) bestehen eben aus Materialien, die einfach nicht luftäquivalent sind.

Schließlich läßt sich auch die Empfindlichkeit einer ganzen Reihe von Detektoren dadurch beachtlich erhöhen, daß man z.B. Schwermetalle einbaut.

Möglichst vielseitige und universell anwendbare Methoden zum Ausgleich einer gegebenen Wellenlängenabhängigkeit sind daher von besonderem Interesse.

3.4. Bisher verwendete Verfahren zum Ausgleich der Wellenlängenabhängigkeit

Allen diesen Verfahren ist zu eigen, daß sie mehr oder minder empirisch angewandt werden müssen und daß sich ihre Wirksamkeit nur in sehr komplizierten Formeln mathematisch beschreiben läßt. In der Dosimetrie herrscht daher eine beträchtliche Skepsis gegenüber diesen Methoden, obwohl sie in vielen technischen Meßgeräten schon seit langem angewandt werden.

a) Luftäquivalentes Material. Obwohl die allgemeinen Bedingungen für die Luftäquivalenz bekannt sind, werden auch heute luftäquivalente Substanzen „nach bewährten Rezepten" hergestellt, weil exakte mathematische Vorschriften für die Materialzusammensetzung solcher Wände fehlen ([14], S. 159). So haben sich z.B. Ionisationskammerwände aus Graphit mit Zusätzen von Silizium [18], Titan [19], Titandioxyd ([14], S. 159) oder Magnesium [20], sowie graphitierte Zellophan- [21], Bakelit-, Nylon-, Polystyrol- oder Plexiglasschichten [8] bei Vergleichen mit Standardkammern als wellenlängenunabhängig erwiesen.

Ist man aus funktionsbedingten Gründen an ein nicht luftquivalentes Dosimeter-Material gebunden — z.B. beim Dosis-Meßfilm an AgBr —, so kann man eine bemerkenswerte Verbesserung der Wellenlängenabhängigkeit z.B. dadurch erreichen, daß man den Anteil des (schweren) AgBr im Verhältnis zur (fast luftäquivalenten) Gelatine verringert [22]. Insbesondere beim Filmdosimeter hat man die Wellenlängenabhängigkeit auch mittels direkt aufgelegter Leuchtstoffschichten in recht günstiger Weise beeinflussen können [22]. Dieses Verfahren entspricht im Prinzip dem vorgenannten, weil ja auch hier die Masse der leichtatomigen Detektorsubstanz (Leuchtstoff) groß ist gegenüber der der schweratomigen Filmschicht.

b) Andere geeignete Materialien. Auch die Suche nach einem geeigneten einfachen Kathodenmaterial für wellenlängenunabhängige GM-Zählrohre führte in gewissen Grenzen zum Erfolg. So hat, wie bereits erwähnt, Sinclair [10] gefunden, daß ein Zählrohr mit Kupferkathode im Bereich von 0,3 ... 3 MeV eine Abhängigkeit von weniger als $\pm 15\%$ aufweist, während eines mit Bleikathode oberhalb 1 MeV überhaupt wellenlängenunabhängig arbeitet.

c) Filterung der Primärstrahlung. Eine einfache und auch allgemein anwendbare Methode besteht darin, die auffallende Strahlung in dem Wellenlängenbereich zu schwächen, in dem der Detektor besonders empfindlich reagiert. Diese Methode der Strahlenfilterung bringt zwar im Gebiet vom Empfindlichkeitsmaximum zu härteren Strahlen hin recht gute Ergebnisse, bedingt aber einen noch steileren Empfindlichkeitsabfall für weichere Strahlen, der in beschränktem Umfang durch eine nur teilweise Filterung gemildert werden kann. So hat z.B. Hollander [23] bei einem CdS-Kristall eine Wellenlängenabhängigkeit von nur $\pm 12\%$ zwischen 80 keV und Co-60-Strahlung mit einem Filter aus 2 mm starkem gelochten Bleiblech erzielt[1]. Oosterkamp und Proper [25] haben sogar die Filterwirkung der Ionisationskammerwand zur Erreichung der Wellenlängenunabhängigkeit bei sehr weicher Strahlung mitverwendet. Grundsätzlich bleibt diese Methode auf das Gebiet relativ weicher Strahlungen beschränkt, wenn man nicht mit unpraktisch dicken Filterschichten arbeiten will.

Zur Erweiterung des Meßbereichs von GM-Zählrohren zu weicheren Strahlen hin war jedoch auch ein anderer Weg erfolgreich. So haben Sacharow [26] und Bulatow [27] Kathodenmaterial und Filterstärken für GM-Zählrohre so aufeinander abgestimmt, daß die Wellenlängenabhängigkeit im Bereich von 100 keV ... 2,8 MeV nur $\pm 15\%$ beträgt.

Auch bei Ionisationskammern aus nicht luftäquivalenten Wandmaterialien sind Wandmaterial und Strahlenfilterung mit gutem Erfolg aufeinander abgestimmt worden [11].

Beim Compton-Dosimeter nach Gross [29] wird dagegen eine indirekte Strahlenfilterung mittels geeigneter Anpassung des Absorbers durchgeführt.

d) Kombination verschiedener Materialien nebeneinander (Legierung). Es hat auch nicht an Versuchen gefehlt, auf diese Strahlenfilterung möglichst weitgehend zu verzichten. So hat Hess [13] durch Einbau von verschiedenen Schwermetallfolien in eine Ionisationskammer nicht nur eine ca. 60fache Verstärkung des Ionisationsstroms, sondern auch mittels geeigneter Dimensionierung von Dicke, Abstand, Reihenfolge und Material der Folien eine Wellenlängenabhängigkeit von nur 6% zwischen 0,05 mm und 3,0 mm Cu-Halbwertschicht erzielt. Eberhardt und Jaeger [12] haben diese Kammer technisch verfeinert, doch blieb wegen des parallelplattenförmigen Aufbaus der Folien eine relativ große Richtungsabhängigkeit bestehen. Das Prinzip dieser Lammellenkammer ist in einem Patent [30] auf konzentrische Kugelschalen übertragen worden, deren Bau jedoch mit großen technischen Schwierigkeiten verbunden ist. Zur Erzielung der Wellenlängenunabhängigkeit beim Röntgenelement hat Hess [31, 32] ebenfalls die bei der Lamellenkammer erprobte Methode vorgeschlagen.

Schließlich wurde von Sinclair [10] und Sacharow [26] angeregt, nach Legierungen zu suchen, die

[1] Über ähnliche Versuche an Zählrohren s. Hardt u. Lutz [24]

die Wellenlängenunabhängigkeit von GM-Zählrohren garantieren sollen.

Alle unter d) genannten Methoden haben zur Voraussetzung, daß entweder das Empfindlichkeitsmaximum eines Materials mit dem Minimum eines anderen zusammenfällt, oder daß sich die Maxima verschiedener Materialien so nebeneinander setzen lassen, daß ihre Summierung einen praktisch wellenlängenunabhängigen Verlauf der Empfindlichkeit ergibt.

Wenn auch, wie Eberhardt und Jaeger [12] gezeigt haben, die Lage des Empfindlichkeitsmaximums eines Materials durch eine Variation der Schichtdicke verschoben werden kann, so liegen doch diese Maxima immer im Bereich der weichen und mittelharten Röntgenstrahlen. Die Wellenlängenabhängigkeit bei härteren Strahlungen kann also auf diese Weise nicht beeinflußt werden.

e) Ausnutzung der Reichweite der Primärstrahlung (Totalabsorption). Da in einem weiten Wellenlängenbereich der Energiefluß pro Dosiseinheit mehr oder minder konstant ist, kann in demselben Bereich auch ein totalabsorbierendes Dosimeter mit geringer Wellenlängenabhängigkeit arbeiten. So ist z.B. bekannt, daß große CdS-Kristalle eine geringere Wellenlängenabhängigkeit aufweisen als kleine.

f) Ausnutzung von „Wandelektronen". Hine [33] hat vorgeschlagen, die geringe Empfindlichkeit von Strahlungsmeßgeräten für harte Strahlung durch Ausnutzung der Elektronenemission bestimmter Materialien zu erhöhen, die mit dem Detektor in direkten Kontakt gebracht werden. Es handelt sich hier um die zusätzliche Ausnutzung eines „Wandeffektes".

So soll z.B. Aluminium, das bei harter Strahlung überwiegend in der Strahlrichtung Elektronen emittiert, auf der der Strahlenquelle zugewandten Seite des Detektors angebracht werden, wogegen Blei, bei dem das Verhältnis von Vorwärts- zur Rückwärtsemission in einem weiten Wellenlängenbereich praktisch konstant ist, den Abschluß des Detektors nach der der Strahlung abgewandten Seite bilden soll.

3.5. Die hier angewandte neue Methode zur Erzielung der Wellenlängenunabhängigkeit

Auch diese Methode nutzt, wie die im Abschnitt *3.4f* beschriebene, den Wandeffekt aus, trägt darüberhinaus aber der Tatsache Rechnung, daß man mit Hilfe der von der Härte der Primärstrahlung abhängigen Reichweite der ausgelösten Elektronen die spektrale Empfindlichkeit beeinflussen kann. Zu diesem Zweck wird die „Wand" bzw. die entsprechenden Elektroden aus mehreren Schichten verschiedenen Materials und verschiedener Dicke aufgebaut, die teilweise als Elektronenemitter, teilweise als Elektronenfilter wirken. Im Gegensatz zur bisher üblichen Filterung der Primärstrahlung bietet die Elektronenfilterung die Möglichkeit, die Empfindlichkeit in bestimmten Wellenlängenbereichen auch selektiv anheben zu können.

Die Methode der Elektronenfilterung nutzt die folgenden drei physikalischen Gegebenheiten aus:

a) Die Energie der aus der Elektrode ausgelösten Elektronen steigt mit der Energie der sie auslösenden Photonen (Ausnahmen an den Absorptionskanten).

Die Ausbeute an ausgelösten Elektronen ist

b) von der Ordnungszahl des Elektrodenmaterials (s. [2], Abschnitt 2.5) und

c) von der Dicke der Elektrode (s. [2], Abschnitt 2.4) abhängig.

Legt man z.B. eine Schicht S_g mit großer Elektronenausbeute zwischen zwei Schichten S_k mit kleiner Ausbeute, so kann man durch Variation der Dicke der äußeren Schichten die Gesamtemission bei einer bestimmten Strahlenhärte zwischen den Emissionswerten der Schichten mit großer und kleiner Ausbeute beliebig regulieren (Abb. 2).

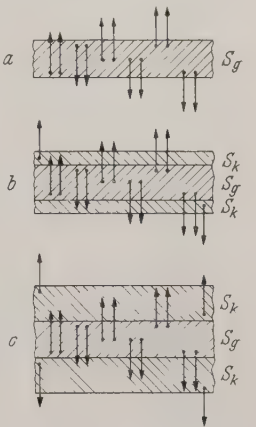

Abb. 2a—c. Zur Mechanik der Elektronenemission von Mehrschichtelektroden (⟶: Ausgelöste Elektronen, Länge des Pfeils = Reichweite). a Kein Elektronenfilter; b Elektronenfilter S_k dünner als Reichweite der Elektronen aus der Schicht S_g; c Elektronenfilter S_k dicker als Reichweite der Elektronen aus der Schicht S_g

Hat die Elektronenemission der Schicht S_g etwa eine Wellenlängenabhängigkeit nach Kurve *A* in Abb. 3 und die Emission der Schicht S_k etwa eine nach Kurve *CGE*, so läßt sich bei geeigneter Dimensionierung der Dicke von S_k eine Wellenlängenabhängigkeit nach Kurve *CGH* erzielen. Es ergibt sich somit — wie bereits erwähnt — eine ähnliche Korrektur, wie man sie mit der Strahlenfilterung erzielt, nur mit dem ganz wesentlichen Unterschied, daß alle nachteiligen Begleiterscheinungen bei der Elektronenfilterung vermieden werden. Der steile Abfall der Empfindlichkeit zu weicherer Strahlung hin kann nämlich durch eine weitere dünne Schicht mit größerer Ausbeute ausgeglichen werden, deren Dicke so bemessen ist, daß sie im wesentlichen nur auf weiche Strahlung reagiert (Kurve *BFD* in Abb. 3). Man erhält dann etwa eine Wellenlängenabhängigkeit nach Kurve *BFGH*, die nach diesem Verfahren der Elektronenenfilterung (im Gegensatz zur Strahlenfilterung) durch Auflage weiterer Ausgleichsschichten beliebig „eingeebnet" werden kann.

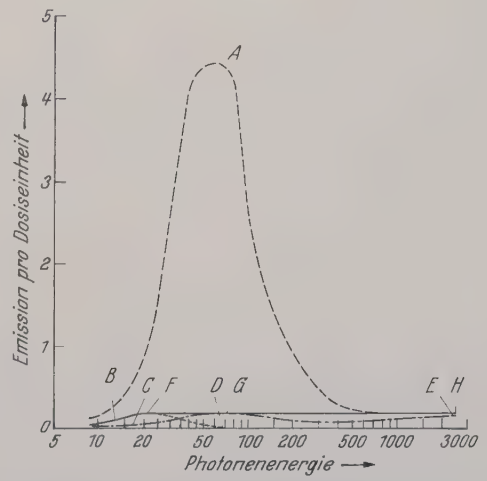

Abb. 3. Zur Methode der Elektronenfilterung zur Erzielung der Wellenlängenunabhängigkeit. Die Kurven *A* und *CGE* sind der Literatur entnommen. (Näheres s. Text)

Da die Reichweite der ausgelösten Elektronen um Größenordnungen kleiner ist als die Halbwertschicht

der sie auslösenden Photonen, erfolgt in den Elektronenfiltern auch keine nennenswerte nachteilige Schwächung der Primärstrahlung.

3.6. Eine Abschätzung über die Wirkung der Methode der „Elektronenfilterung" beim Röntgenelement

Im folgenden wird der Versuch unternommen, den Gang der Wellenlängenabhängigkeit eines Röntgenelements und die Wirkungsweise der Elektronenfilterung abzuschätzen. Es wird dazu ein einfacher Ansatz benutzt, den von Baeyer [34] und von Droste [35] zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit von GM-Zählrohren bei verschiedenen Photonenenergien eingeführt haben. Auf diese Weise kann die Abhängigkeit der Elektronenemission pro Flächen- und Röntgeneinheit von der Photonenenergie in einem relativ großen Wellenlängenbereich recht gut wiedergegeben werden. Da jedoch nur eine relative Ausbeute errechnet werden kann, ist es erforderlich, den Kurvenverlauf zumindest in einem Punkt den experimentellen Ergebnissen anzupassen.

Die Wahrscheinlichkeit η für die Auslösung eines Primärelektrons aus einer Elektrode (Ansprechwahrscheinlichkeit von GM-Zählrohren) ist nach den o. a. Autoren:

$$\eta = c_i(\tau_P R_P + \tau_C R_C), \tag{17}$$

wobei

τ_P = Massenabsorptionskoeffizient für Photoeffekt cm²/g,
τ_C = Massenabsorptionskoeffizient für Compton-Effekt cm²/g,
R_P bzw. R_C = Reichweite der durch Photo- bzw. Compton-Effekt ausgelösten Elektronen g/cm²,
c_i = experimentell zu bestimmende Konstante.

Während sich die Reichweite der ausgelösten Photoelektronen aus der Photonenenergie abzüglich der Ablösearbeit ergibt, wurde für die Reichweite der Compton-Elektronen eine mittlere Energie zugrunde gelegt[1]: Bezeichnet man mit Johns et al. [36] τ_{C_a} als den Anteil von τ_C, der der im Mittel auf das Compton-Photon übertragenen Energie entspricht und mit τ_{C_s} denjenigen für die dabei erzeugten Compton-Elektronen, so erhält man mit

$$E_C = h \cdot \nu \cdot \frac{\tau_{C_a}}{\tau_{C_a} + \tau_{C_s}} \tag{18}$$

den im Mittel auf das einzelne Compton-Elektron übertragenen Anteil der Primärenergie $h \cdot \nu$. Die Werte für $\frac{\tau_{C_a}}{\tau_{C_a} + \tau_{C_s}}$ wurden einer Arbeit von Johns et al. [36] entnommen.

Der Abschätzung wird ein zylinderkondensatorähnliches Elektrodensystem mit einer Vakuumhülle (Fe), einer Blei-Grundelektrode (Pb), einer Kupfer-Filterschicht (Cu) und einer Kohlenstoff-Gegenelektrode (C) zugrunde gelegt. Es wird angenommen, daß die Strahlung zuerst auf die Blei-Elektrode trifft (Mantelelement) und dort je nach Härte der Primärstrahlung geschwächt wird. Um auch die weiche Komponente der Primärstrahlung zu erfassen, ist zusätzlich eine Kupfer-Elektrode mit einer Fläche von f Prozent derjenigen der Blei-Elektrode vorgesehen, die die Röntgenstrahlung durch ein Fenster in der Blei-Elektrode nur geringfügig geschwächt erreichen kann. Bei der Berechnung der Primärstrahlenabsorption wurde die sehr dünne Cu-Filterschicht (0,1 mm) und die Fe-Vakuumhülle (0,5 mm) zu 0,6 mm Fe zusammengefaßt.

Die spezifische Flächenempfindlichkeit σ einer Elektrode ergibt sich dann zu

$$\sigma = \eta \cdot N' \cdot Q_E \quad \text{Asec/r cm}^2 \tag{19}$$

bzw. die spezifische Stromausbeute einer Elektrodenkombination (i, k):

$$\sigma^* = (\eta_i A_k - \eta_k A_i) N' Q_E \text{ Asec/r cm}^2, \tag{20}$$

wenn mit N' die pro cm² und r auf die emittierende Schicht der Elektrode auftreffende Anzahl von Photonen und mit Q_E die Elementarladung bezeichnet wird. N' ergibt sich unter Berücksichtigung der Strahlungsschwächung in der Blei-Elektrode (Pb) selbst und in der Vakuumhülle (Fe) zu

$$N' = N e^{-[(\mu d)_{Fe} + (\mu d)_{Pb}]},^2 \tag{21}$$

wobei für die Werte von N die Tabelle von Hine ([14], S. 88) zugrunde gelegt wurde. Die Absorption der emittierten Elektronen in der jeweiligen Gegenelektrode wird durch den Faktor $A_i = 1 - R_i$ in Rechnung gestellt, wobei R_i der im Abschnitt 1.2 behandelte Bothesche Elektronen-Rückstreukoeffizient ist.

Wegen der endlichen Dicke der Elektroden wird bei hohen Photonenenergien keine Sättigung mehr erreicht, so daß in den Fällen mit $R_{P,C} > d\varrho$ an Stelle der Reichweite $R_{P,C}$ die Massenbelegung der Elektrode $d \cdot \varrho$ eingesetzt wurde. Die Elektronenfilterung wurde in der Weise berücksichtigt, daß die Reichweite der in der Grundelektrode ausgelösten Elektronen um die Dicke der Filterschicht vermindert, die auf diese Weise berechnete Emission aber um diejenige der Filterschicht selbst vermehrt wurde.

Für die spezifische Stromausbeute eines solchen Röntgenelements erhält man aus Gl. (20) mit Gl. (17) und Gl. (21) als Funktion der Photonenenergie $h \cdot \nu$:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\sigma^*(h\cdot\nu)}{Q_E \cdot \frac{100}{100+f}} &= c_1[\tau_P(R_P - d\varrho_{Cu}) + \\ &+ \tau_C(R_C - d\varrho_{Cu})]_{Pb} \cdot N \cdot e^{-[(\mu d)_{Pb} + (\mu d)_{Fe}]} \cdot A_C + \\ &+ f c_2[\tau_P R_P + \tau_C R_C]_{Cu} \cdot N \cdot e^{-(\mu d)_{Fe}} \cdot A_C + \\ &+ c_2[\tau_P R_P + \tau_C R_C]_{Cu} \cdot N \cdot e^{-[(\mu d)_{Pb} + (\mu d)_{Fe}]} \cdot A_C - \\ &- c_3[\tau_P R_P + \tau_C R_C]_C \cdot N \cdot e^{-[(\mu d)_{Pb} + (\mu d)_{Fe}]} \cdot A_{Cu,Pb}. \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Die erste und zweite Zeile beschreibt die Vorgänge in der Blei-Elektrode unter Berücksichtigung der Strahlenabsorption im Blei selbst und in der Vakuumhülle Fe. Die Abb. 4 gibt die graphische Darstellung: Kurve A gilt für die aus dem Blei ausgelöste Elektronenemission ohne Berücksichtigung, die Kurve B mit Berücksichtigung der Strahlenabsorption in Blei und Stahl. Die Kurven C und D berücksichtigen darüber hinaus die Filterung der aus dem Blei austretenden Elektronen in Cu-Filtern von 0,07 bzw. 0,15 g/cm² Dicke.

Die Zeile 3 der Gl. (22) beschreibt den Anteil der Primärstrahlung, der durch das in der Blei-Elektrode freigelassene Fenster direkt auf das Cu-Filter

[1] Zahlenwerte für die Reichweite aus den Tabellen von Nelms [28].

[2] Die Schwächungskoeffizienten μ wurden, bis auf den für 100 keV, der experimentell bestimmt wurde, einer Arbeit von Grodstein [37] entnommen. Für d wurde einfachheitshalber die Schichtdicke eingesetzt, obwohl die Primärstrahlung diese Schicht zum Teil auch sehr schräg durchdringen muß.

($0{,}15\,g/cm^2$) auftrifft und dort eine Elektronenemission verursacht. Der relative Funktionsverlauf ist in Abb. 5 mit (Kurve A) und ohne (Kurve B) γ-Filterung durch die Fe-Vakuumhülle von 0,6 mm Dicke errechnet.

Die vierte Zeile der Gl. (22) beschreibt die Elektronenemission derjenigen Gammastrahlen, die auch das Blei passieren müssen, bevor sie die Kupferschicht erreichen. Sie ist gleichfalls in Abb. 5 dargestellt: Kurve C gilt wieder für $0{,}15\,g/cm^2$ Cu-Schicht, während Kurve D für nur $0{,}07\,g/cm^2$ errechnet ist.

Die letzte Zeile in Gl. (22) berücksichtigt schließlich den in der Graphit-Gegenelektrode erzeugten Elektronenemissionsstrom, der von den oben errechneten Werten abzuziehen ist. Er ist in der Kurve E der Abb. 5 graphisch dargestellt.

Die Summe aller fünf Zeilen der Gl. (22) ist in Abb. 6 aufgetragen. Falls in der Blei-Elektrode ein Fenster fehlt, also $f=0$ ist, ergeben sich die Kurven A und B, und zwar A für ein Kupfer-Filter von $0{,}07\,g/cm^2$ und B für eines von $0{,}15\,g/cm^2$ Flächengewicht.

Im Falle der Wellenlängenunabhängigkeit würden diese Kurven parallel zur Abszisse verlaufen. Sie zeigen jedoch wegen der starken Schwächung der Primärstrahlung in der Blei-Elektrode ein ausgeprägtes Minimum bei mittleren Strahlenhärten (0,1 ... 0,2 MeV). Hier nun zeigt sich die Bedeutung des Einbaus eines Fenster in die Blei-Elektrode. Setzt man in Gl. (22) für $f=10\,\%$ ein, so erhält man die Kurve C der Abb. 6. Die Senke ist weitgehend ausgeglichen und im Gegensatz zu einem Element mit unkorrigierten Elektroden, bei dem die Wellenlängenabhängigkeit bis zu mehreren tausend Prozent beträgt, liegt diese hier schon bei nur etwa $\pm 50\,\%$.

Das Maximum der Kurven A und B bei 0,4 bzw. 0,8 MeV wird nahezu ausschließlich von Compton-Elektronen erzeugt, die ja ein breites Energiespektrum besitzen. Den Berechnungen war jedoch ein Mittelwert (Monochromasie) zugrunde gelegt worden, so daß zu erwarten ist, daß diese Maxima im Experiment nicht so ausgeprägt in Erscheinung treten werden.

Das Minimum der Kurven bei 0,1 ... 0,2 MeV ist, wie schon oben erwähnt, auf die in Rechnung gestellte starke Absorption der Primärstrahlung in der Blei-Elektrode zurückzuführen. Dies bedeutet aber für das Röntgenelement keinesfalls, daß die durch den Photoeffekt absorbierten Photonen nun völlig der Messung verlorengegangen sind: Nach Siegbahn [38] ist bei Blei die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Fluoreszenzphotons mit 95% viel größer als die für ein Auger-Elektron. Die γ-Strahlung wird also im Blei in hohem Maße nicht absorbiert, sondern zunächst nur aufgeweicht und wirkt auf diese Weise dabei mit, die oben erwähnte Senke bei 0,1 ... 0,2 MeV weiter auszugleichen.

Die Spitze bei 88 keV wird mit den zur Verfügung stehenden Prüfstrahlungen (s. untere Zeile der Abszisseneinteilung) nicht erfaßt werden können, doch kann auch diese mit geeigneten Absorbern (z.B. W) wesentlich verringert werden.

So ist zu erwarten, daß die Wellenlängenabhängigkeit tatsächlich viel geringer sein wird, als es die oben durchgeführten Abschätzungen ergeben haben.

Die im folgenden beschriebenen experimentellen Ergebnisse zeigen auch Resultate, die die hier diskutierten Gedankengänge völlig rechtfertigen.

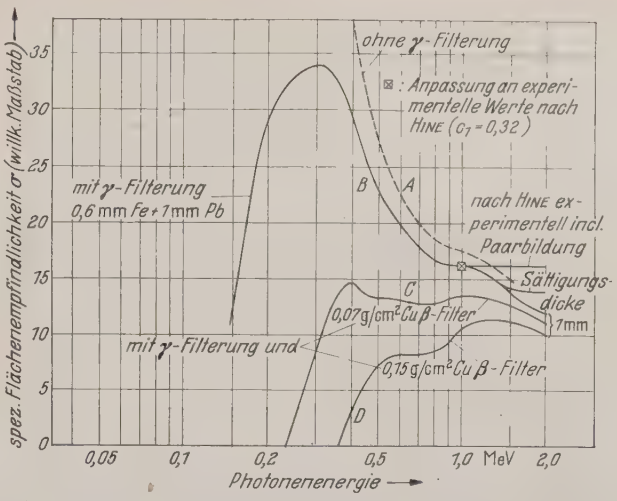

Abb. 4. Die Wellenlängenabhängigkeit der Elektronenemission einer Blei-Elektrode ohne (A, B) und mit (C, D) „Elektronenfilter" aus Kupfer, berechnet nach Zeile 1 und 2 der Gl. (22)

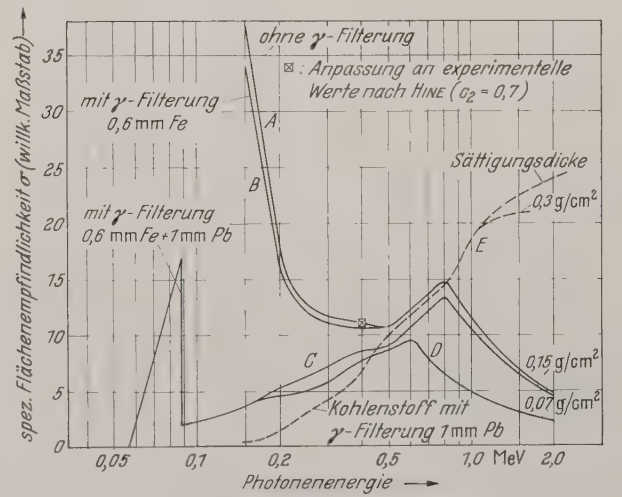

Abb. 5. Die Wellenlängenabhängigkeit der Elektronenemission von Kupfer- (———) und von Kohlenstoff-Elektroden (·····), berechnet nach den Zeilen 3, 4 und 5 der Gl. (22)

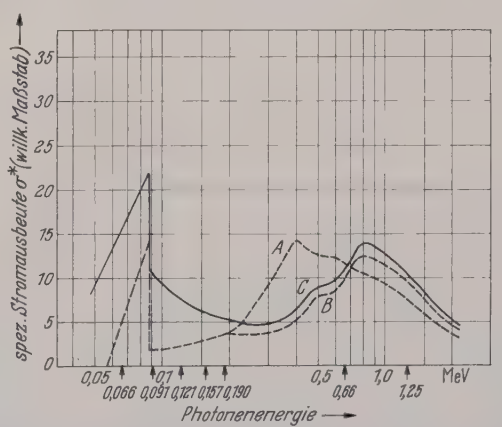

Abb. 6. Die Wellenlängenabhängigkeit der Stromausbeute σ^* eines Röntgenelements mit Blei- und Kohlenstoff-Elektroden und Elektronenfilterung durch Kupferschichten, berechnet nach Gl. (22) (Kurven A und B ohne, Kurve C mit Fenster)

3.7. Die Wellenlängenabhängigkeit von korrigierten Röntgenelementen bei Strommessung

In [1], Abschnitt 1.3 war bereits theoretisch gezeigt worden, daß die Wellenlängenabhängigkeit bei Strommessung (also Gegenspannung $U_R \approx 0$) geringer ist als bei Spannungsmessung (d.h. bei steigender Gegenspannung). In einem Vorversuch wurde daher die Eignung der neuen Methode zuerst einmal bei

Strommessung erprobt. Zu diesem Zweck wurde ein „offenes" Röntgenelement mit konzentrischen, zylindrischen Grundelektroden aus 2 mm starkem Blei (innen) und 2 mm dickem Aluminium (außen) verwendet (Stabelement). Die Prüfung[1] bei 200 kV-Normalstrahlung, Cs-137- und Co-60-Strahlung ergab beim unkorrigierten Element in Übereinstimmung mit Kurve *B* der Abb. 4 eine außerordentlich starke Wellenlängenabhängigkeit (Kurve *A* in Abb. 7). Mit einem Elektronenfilter von 20 μ Aluminium auf der Blei-Elektrode ergab sich dagegen die Kurve *B* in Abb. 7, die nur noch um ±15% vom Mittelwert abweicht.

3.8. Filterung der Röntgenstrahlung

Die Prüfung der Wellenlängenabhängigkeit eines Dosimeters an nur drei Punkten eines so großen Bereichs, wie dies hier geschehen ist, muß sicherlich als unzureichend angesehen werden. Dies bezieht sich jedoch weniger auf das Intervall zwischen Cs-137- und Co-60-Strahlung, als vielmehr auf das Gebiet um 100 keV herum.

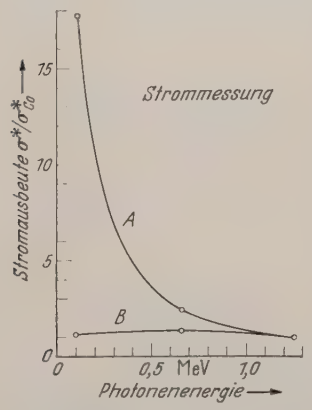

Abb. 7. Der Erfolg der Methode der „Elektronenfilterung" bei Strommessung am Röntgenelement (Kurve *A*: unkorrigiert)

Der Bereich von 38... 190 keV wurde daher im folgenden mit sechs besonders stark gefilterten Röntgenstrahlungen (Tabelle 1, Betriebswerte der Röntgenröhre in den Spalten 1...3) abgetastet, nach dem die Normalstrahlung nach Wachsmann [39] wegen ihrer verhältnismäßig großen spektralen Breite und der nur geringfügigen Variationsmöglichkeit ihres Schwerpunktes als für diese Zwecke ungeeignet [40] erkannt worden war. Die effektive Strahlenhärte $h \cdot \nu$ wurde aus der Halbwertschicht in Kupfer bestimmt.

[1] Normierung bei Co-60-Strahlung.

Tabelle 1. *Die zur Prüfung der Wellenlängenabhängigkeit verwendeten homogenisierten Röntgenstrahlungen der effektiven Härte $h \cdot \nu$*

I_{Anode}	U_{prim}	U_{sek}	Filter mm				$h \cdot \nu$	Dosisleistung*
mA	V	kV	Al	Cu	Ag	Pb	keV	r/min
1	2	3	4	5	6	7	8	9
8	63	70	3,92				38	ca. 7,5
8	85	100	1,96	0,86			66	ca. 3,2
8	114	140	1,96	2,15			91	ca. 5,0
8	135	170	1,96	0,28	1,05		121	ca. 4,5
6	168	220	1,96	2,15	1,05	0,53	157	ca. 1,9
4	187	250	1,93	2,15	1,05	1,59	190	ca. 1,2

* Im Abstand von 30 cm.

3.9. Die Wellenlängenabhängigkeit von Röntgenelementen mit Elektronenfiltern bei Spannungsmessung

Nachdem die Methode der Elektronenfilterung bei der Strommessung, also bei einer Gegenspannung von $U_R = 0$, zu den im Abschnitt 3.7 erläuterten ersten befriedigenden Ergebnissen geführt hatte, wurde diese Methode auch an einem Röntgenelement erprobt, das schon eine gewisse Dosis aufgenommen hat. Das Dosimeter mit Röntgenelement soll ja nicht nur am Anfang des Dosismeßbereichs ($U_R \approx 0$), sondern auch noch am Ende ($U_R \approx 100$ V) wellenlängenunabhängig sein. Als Bezugsspannung wurde daher eine Spannung von $U_R = 50$ V gewählt, die etwa in der Mitte des Meßbereichs des verwendeten Elektrometertyps liegt.

Für die Messungen wurden die in [2], Abschnitt 2.6 beschriebenen kompletten Dosimeter benutzt, die eine schnelle Auswechslung der zylindrischen Elektroden ermöglichten und an der laufenden Pumpe betrieben wurden.

Bei Strahlern mit konstanter Intensität, also Co-60 und Cs-137, konnten das zur Eichung verwendete

Tabelle 2. *Die Wellenlängenabhängigkeit*

Zeile	Bemerkungen	Versuchsreihe Nr.	Innenelektrode				
			Dicke	Material	Durchmesser	Filter	
						Massenbelegung	Material
			mm		mm	mg/cm²	
1	Stabelement	11	0,5	Pb	10,0	—	—
2	„	13	0,5	Pb	10,0	8	Al
3	„	23	0,5	Pb	13,7	8	Al
4	„	14	0,5	Pb	10,0	17	Al
5	„	19	0,5	Pb	13,7	17	Al
6	„	15	0,5	Pb	10,5	66	Al
7	„	21	0,5	U	13,5	66	Sn
8	Mantelelement	38	voll	C	5,0	—	—
9	„	39	voll	C	5,0	—	—
10	„ (Unvollständige Abdeckung der Blei-Elektrode mit dem Cu-Filter)	40	voll	C	5,0	—	—
11	Stabelement	41	1,0	Th	7,0	89	Cu
12	Mantelelement (Unvollständige Abdeckung der Blei-Elektrode mit dem Cu-Filter)	43	voll	C	6,8	—	—
13	Mantelelement (Vollständige Abdeckung des Bleis)	44	voll	C	5,0	—	—
14	Mantelelement (4 mm breite Fenster im Blei)	49	voll	C	5,0	—	—
15	Mantelelement (3 mm breite Fenster in Blei)	54	voll	C	5,0	—	—

Philips-Universal-Dosimeter und das Röntgenelement zeitlich nacheinander zur Messung kommen, während bei Verwendung von Röntgenstrahlung beide Meßgeräte gleichzeitig und nebeneinander in den Strahlengang gebracht werden mußten, um die zeitlichen Schwankungen der Intensität zu eliminieren. Beide Dosimeter wurden in integrierender Schaltung betrieben. Für die in den Zeilen 1 bis 7 der Tabelle 2 aufgeführten Versuche stand nur ein verhältnismäßig schwaches Cs-137-Präparat (250 mC) zur Verfügung, so daß die Meßergebnisse in diesen Fällen nur innerhalb von $\pm$ 10% reproduzierbar waren. Mit einem später verwendeten stärkeren Präparat von 2,5 C [1] konnten dagegen die Meßeffekte weit über den Pegel der Nullpunktsschwankungen und Ablesefehler gehoben und eine Meßgenauigkeit von $\pm$2% [2] erreicht werden (Zeilen 8 bis 15). Dies vor allem auch deshalb, weil inzwischen alle störenden Einflüsse, insbesondere durch Lichteinstrahlung und mangelhafte Isolierung ausgeschlossen worden waren und darüber hinaus die Meßeffekte bei optimalem Radienverhältnis (vgl. [1], Abschnitt 1.3a und [2], 2.7b) verfolgt wurden.

a) Man erkennt aus der Tabelle 2 bereits auf den ersten Blick, daß die Stabelemente (die zylinderförmigen Innenelektroden werden vom Schwermetall gebildet) sowohl in bezug auf Empfindlichkeit als auch Wellenlängenabhängigkeit den Mantelelementen (Schwermetall bildet den Außenzylinder) weit unterlegen sind (s. Zeilen 1 bis 7 und 11). Für die Stabelemente wurden daher die Empfindlichkeit bei Röntgenstrahlung gar nicht erst aufgenommen.

b) Dieses bemerkenswerte Ergebnis folgt eigentlich schon aus den im ersten Kapitel mitgeteilten theoretischen Überlegungen. Zu Beginn der experimentellen Untersuchungen wurde aber den Mantelelementen zunächst keine ernsthafte Beachtung geschenkt, weil die außen angebrachte Schwermetall-Elektrode ja die weiche Komponente der Primärstrahlung so stark schwächt, daß ein derartiges Element nur für harte Strahlungen empfindlich sein würde. Nachdem aber die im Abschnitt 3.6 diskutierte Anbringung von Fenstern in der äußeren Blei-Elektrode die Möglichkeit erschlossen hatte, auch weiche Strahlung zu erfassen, rückte im Verlauf der experimentellen Untersuchungen das Mantelelement immer mehr in den Vordergrund.

c) Zum Stabelement ist im einzelnen zu bemerken, daß die Elektronenfilterung mit Al (Zeilen 2 bis 6) die Empfindlichkeit auf Werte unterhalb 0,2 V/r herabdrückt, ohne die Wellenlängenabhängigkeit wesentlich verringert zu haben. Auch ein schweres Filtermaterial, z. B. Zinn (s. Zeile 7), brachte nur noch schlechtere Ergebnisse.

In dem Versuch der Zeile 11 wurde ein Th/C-Stabelement mit 89 mg/cm² Cu-Filter genau entsprechend dem in Zeile 10 aufgeführten Mantelelement untersucht. Die Ergebnisse waren beim Stabelement sowohl bezüglich der Empfindlichkeit als auch der Wellenlängenabhängigkeit enttäuschend.

d) Die ersten Versuche an Mantelelementen sind in den Zeilen 8 bis 10 eingetragen. Das als Vakuumhülle dienende 0,5 mm dicke Stahlrohr (Fe) war innen mit 0,5 mm Blei und 0,3 mm Thorium belegt. Als Elektronenfilter wurde Al bzw. Cu verwandt. Letzteres ergab die bei weitem geringste Wellenlängenabhängigkeit, ohne daß die Empfindlichkeit gegenüber der der Zeile 9 noch merklich gesunken ist.

e) Diese bessere Wirksamkeit des Cu-Elektronenfilters beruht auf den folgenden Eigenschaften des Kupfers:

1. Nach Abb. 3 in [1] ist die eigene störende Elektronenemission des Cu bei Photonenenergien oberhalb 0,5 MeV geringer als die des Aluminiums.

[1] Herrn Professor Dr. O. Vaupel bin ich besonders für die freundliche Überlassung des Cs-Präparates zu Dank verpflichtet.

[2] Bezogen auf das *Philips*-Dosimeter und das verwendete Voltmeter.

von Röntgenelementen bei Spannungsmessung

Radienverhältnis x	Außenelektrode: Dicke mm	Material	Durchmesser mm	Filter: Massenbelegung mg/cm²	Filter: Material	$\varepsilon_{Cs}/\varepsilon_{Co}$	Empfindlichkeit ε bei $U_R = 50$ V in V/r für: 1,25 MeV	660 keV	190 keV	157 keV	121 keV	91 keV	66 keV	38 keV	
	0,5 zuzüglich	Fe													
0,63	1,5	C	16	—	—	3,0	0,53	1,59							
0,63	1,5	C	16	—	—	2,4	0,38	0,91							
0,86	1,5	C	16	—	—	2,4	0,20	0,47							
0,63	1,5	C	16	—	—	2,4	0,31	0,74							
0,86	1,5	C	16	—	—	2,6	0,16	0,41							
0,66	1,5	C	16	—	—	1,9	0,15	0,29							
0,84	1,5	C	16	—	—	2,7	0,15	0,40							±10%
0,30	0,5	Pb	16,5	27	Al	2,2	0,83	1,84							
0,30	0,3	Th	16,5	81	Al	1,4	0,52	0,73							
0,30			16,5	89	Cu	1,26	0,44	0,55	1,15	1,08	0,86	0,82	0,58	0,06	
0,44	1,5	C	16	—	—	—	0	0	0	1,14	2,24	3,08	3,44	0,88	
0,43	0,5 / 0,3	Pb / Th	16	89 / 5	Cu / Al	0,92	0,38	0,35	0,78	0,67	0,55	0,50	0,41	0,086	±2%
0,31	1,0	Pb	16	89	Cu	0,79	0,29	0,23	0,45	0,28					
0,31	1,0	Pb	16	62	Cu	1,45	0,60	0,87	0,73	0,72	0,75	0,60	0,57	0,083	
0,31	1,0	Pb	16	80	Cu	1,0	0,45	0,45	0,52	0,49	0,44	0,47	0,39	0,04	

2. Das höhere Rückstreuvermögen des Kupfers (Abb. 4 in [1]) bewirkt, daß ein größerer Teil der aus der Graphit-Elektrode kommenden Elektronen unwirksam gemacht wird.

f) Die eigentlichen Versuche mit Mantelelementen und Kupferfiltern sind in den Zeilen 12 bis 15 zu finden. Sie sind außerdem in Abb. 8 graphisch dargestellt. Bei den Versuchen Nr. 40 (Zeile 10) und

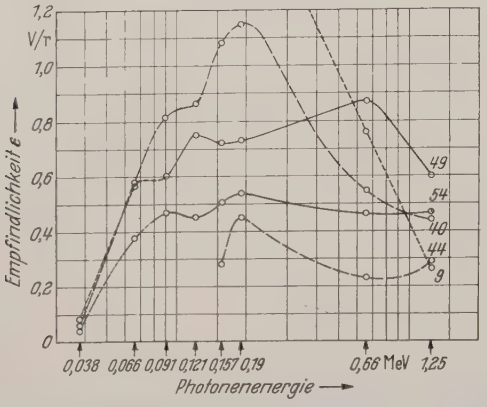

Abb. 8. Der Erfolg der Methode der „Elektronenfilterung" bei Spannungsmessung am Röntgenelement (Kurve 9 gilt für ein unkorrigiertes Röntgenelement)

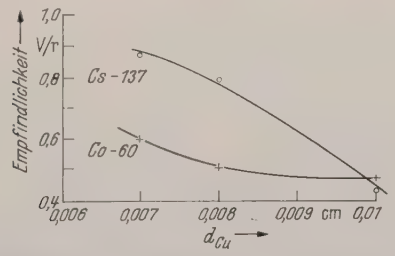

Abb. 9. Abhängigkeit der Empfindlichkeit eines Mantelelements von der Dicke eines Kupfer-Elektronenfliters bei Co-60- und Cs-137-Strahlung

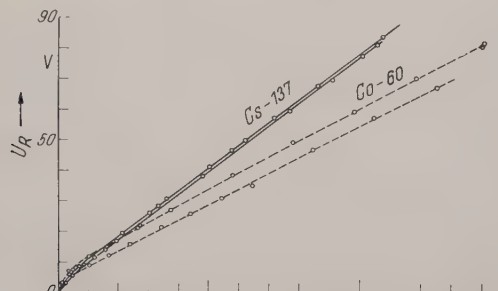

Abb. 10. Kalibrierung eines korrigierten Mantelelements

Nr. 43 (Zeile 12) hat versehentlich das Cu-Filter die Blei-Elektrode nicht vollständig bedeckt. Dies führte im Einklang mit Abb. 4 zu einem ausgeprägten Maximum der Empfindlichkeit bei mittleren Strahlenhärten (0,1 ... 0,2 MeV) (s. Kurve 40 in Abb. 8), das auch durch ein weiteres Filter aus Alumnium (Zeile 12) nicht ausgeglichen werden konnte.

g) Die vollständige Abdeckung des Bleis (Zeile 13) führte zu einem Verlauf der Wellenlängenabhängigkeit (Kurve 44), der auf eine zu starke Wirkung des Cu-Filters (Empfindlichkeit für Cs-137 ist geringer als für Co-60) hindeutet und einen starken Abfall der Empfindlichkeit zu weicheren Strahlungen hin schon bei etwa 150 keV zeigt.

h) Eine Graphik zur Auffindung der optimalen Filterdicke gibt Abb. 9, wo für das oben genannte Mantelelement die Empfindlichkeiten bei Cs-137- und Co-60-Strahlung als Funktion der Filterdicke aufgetragen sind. Eine geringere Wellenlängenabhängigkeit muß danach offensichtlich mit einer geringeren Empfindlichkeit erkauft werden.

i) Bei den Versuchen der Zeilen 14 und 15 wurden daher zur Anhebung der Empfindlichkeit bei weicher Strahlung die bereits diskutierten Fenster in den Blei-Elektroden angebracht. Entsprechend dem unter h) Gesagten liefert ein Element mit geringerer Filterung (Zeile 14, Kurve 49) eine höhere Empfindlichkeit (im Mittel 0,73 V/r), aber gleichzeitig auch eine höhere Wellenlängenabhängigkeit ($\pm 21\%$ zwischen 66 keV und 1,25 MeV), während eine stärkere Filterung (Zeile 15, Kurve 54) bei einer mittleren Empfindlichkeit von 0,48 V/r eine Wellenlängenabhängigkeit von nur $\pm 8\%$ im Bereich von 91 keV bis 1,25 MeV ergibt.

k) In Abb. 10 ist als Beispiel die Kalibrierung der in Zeile 9 der Tabelle 2 angeführten Anordnung für Co-60- und Cs-137-Strahlung eingezeichnet. Der parallele Verlauf der jeweiligen Kurvenpaare ist ein Beweis für die gute Reproduzierbarkeit der Messungen der Empfindlichkeit. Da die Zellen keine Entladevorrichtung besaßen, wurde zur Entladung Luft eingelassen und die Zelle bestrahlt. Mit dieser rauhen Methode konnte die Zelle zwar grob entladen werden, aber kleine verbleibende oder erzeugte Restladungen machten sich in einer Parallelverschiebung der Kurven bemerkbar.

l) Die Auswertung der Elektrometeranzeige bei Gegenspannungen U_R kleiner als 10 V ist ungenau, da ja das Elektrometer in diesem Bereich noch recht unempfindlich ist. Trotz der Ungenauigkeit der Lage des Nullpunkts (vollständige Entladung) ist es doch sicher, daß die Empfindlichkeit des Röntgenelements in diesem Anfangsgebiet um mindestens den Faktor 2 größer ist als bei $U_R = 50$ V. In gewissem Maße wird durch diese höhere Stromergiebigkeit bei kleinen Spannungen die geringe Empfindlichkeit des Elektrometers im Anfangsbereich korrigiert, so daß die eigentliche quadratische Charakteristik des Elektrometers wenigstens etwas gemildert wird[1].

m) Der Aufbau der Versuchsreihe Nr. 54 (Zeile 15) entspricht dem eines Röntgenelements, wie es für die Abschätzungen im Abschnitt 3.6 angenommen worden war. Ein Vergleich der Abb. 6 (Kurve *C*) mit Abb. 9 (Kurve 54) zeigt, daß die Wellenlängenabhängigkeit eines nach der Methode der Elektronenfilterung korrigierten Röntgenelements tatsächlich viel geringer ist als es die durchgeführten rechnerischen Abschätzungen ergeben haben. Die Erklärungen hierfür sind bereits am Ende des Abschnitts 3.6. gegeben worden.

Auch dese geringe Wellenlängenabhängigkeit kann bei Verfeinerung der erläuterten Filtermethode noch weiter vermindert werden. Insbesondere kann auch die starke Empfindlichkeitsabnahme bei weicher Röntgenstrahlung, die ja im wesentlichen auf die Strahlungsschwächung in der Vakuumhülle (Stahl) zurückzuführen ist, bei Einbau dünner und leichtatomiger Fenster in die Zellenwandung vermieden werden. Der Bereich der Wellenlängenunabhängigkeit

[1] Inzwischen hat G. Basler speziell für die Zusammenschaltung mit Röntgenelementen idiostatische Schlingenelektrometer mit linearer und auch quasi-logarithmischer Skala entwickelt.

kann auch zu härteren Strahlung hin noch beachtlich erweitert werden, wenn die Elektroden die notwendige Sättigungsdicke erhalten.

Herrn Dipl.-Ing. G. Basler und Herrn stud. rer. nat. P. Denzer bin ich für die Anfertigung von Elektrometern und die Unterstützung bei der Durchführung von Versuchen zu besonderem Dank verpflichtet.

Zusammenfassung

Es wird die Funktionsweise der bekannten elektrischen Strahlendetektoren schematisiert und gezeigt, daß die Luftäquivalenz des Detektormaterials kein allgemein gültiges Indiz für einen dosisproportionalen Meßeffekt darstellt. Insbesondere bei Detektoren, bei denen die Anzahl der von der Strahlung ausgelösten Elektronen, aber nicht ihre Energie zur Messung gelangt, darf gerade kein luftäquivalentes Material Verwendung finden.

An Stelle der zur Verringerung der Wellenlängenabhängigkeit oft benutzten Filterung der Primärstrahlung wird bei der hier behandelten Methode der „Elektronenfilterung" die von der Röntgen- und Gammastrahlung aus den Elektroden ausgelöste Elektronenemission in Abhängigkeit von der Härte der Primärstrahlung so geschwächt oder verstärkt, daß sich ein praktisch dosisproportionaler Meßeffekt ergibt.

Die Anwendung dieser Methode auf das Röntgenelement führte bei einer zylindrischen Ausführungsform mit Blei-Außenelektrode (Mantelelement) und einem Graphitstab als Innenelektrode mit Elektronenfiltern aus Kupfer von 80 mg/cm² und einem Fenster für weiche Strahlung im Bereich von 80 keV ... 1,25 MeV zu einer mittleren Empfindlichkeit von 0,48 V/r bei einer Wellenlängenabhängigkeit von nur ±8%.

Literatur: [1] Warrikhoff, H. F. H.: Z. angew. Phys. **18**, 44 (1964). — [2] Warrikhoff, H. F. H.: Z. angew. Phys. **18**, 89 (1964). — [3] Berger, H.: Strahlentherapie, Sonderbd. **43** (1959). — [4] Breitling, G.: Z. angew. Phys. **4**, 401 (1952). — [5] Glocker, R., u. G. Breitling: Strahlentherapie 88, 92 (1952). — [6] Radtke, H. U.: Z. angew. Phys. **9**, 180 (1957). — [7] Ruppertsberg, G. H.: Fortschr. Röntgenstr. **80**, 372 (1954). — [8] Berthold, R., G. Frohnmeyer, R. Glocker u. A. Trost: Naturwissenschaften **39**, 233 (1952). — [9] Wilhelm, H.: Z. tech. Physik **16**, 2 (1935). — [10] Sinclair, W. K.: Nucleonics **7**, 21 (1950). — [11] Duffy, P. A.: Nucleonics **14**, 132 (1956). — [12] Eberhardt, W., u. R. Jaeger: Strahlentherapie **95**, 644 (1954). — [13] Hess, B.: Verhandl. dtsch. Physik. Ges. **23**, 90 (1942). — [14] Hine, G. J., and G. L. Brownell: Radiation Dosimetry, S. 15. New York 1956. — [15] Bradt, H., P. C. Gugelot, O. Huber, P. Preiswerk, H. Medicus u. P. Scherrer: Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946). — [16] Mayneord, W. V.: Brit. J. Radiol., Suppl. **2**, 174 (1950). — [17] Saurer, H.: Helv. Phys. Acta **23**, 381 (1950). — [18] Angerer, E. v.: Technische Kunstgriffe, S. 290. Braunschweig: Vieweg 1952. — [19] Taylor, D., and J. Sharpe: Proc. Inst. Elec. Engrs. **98**, 181ff. (1951). — [20] Fricke, H., u. O. Glasser: Fortschr. Röntgenstr. **33**, 239 (1925). — [21] Braun, R., u. H. Küstner: Strahlentherapie **32**, 550 (1929). — [22] Hoerlin, H.: Development of a wavelength independent radiation monitoring film. ANL 5168 (1953). — [23] Hollander, L. E.: Nucleonics **14**, 68 (1956). — [24] Hardt, H. J., u. E. Lutz: Nukleonik **5**, 39 (1963). — [25] Oosterkamp, W. J., u. J. Proper: Acta Radiol. **37**, 33 (1952). — [26] Sacharow, W. N.: Atomnaya Energ. **3**, 61 (1957). — [27] Bulatow, B. P.: Atomnaya Energ. **6**, 332 (1959). — [28] Nelms, A. T.: NBS Circular 577. — [29] Gross, B.: Radiation Research **14**, 117 (1961). — Gross, B., and P. V. Murphy: Nukleonik **2**, 279 (1961); — Nucleonics **19**, 86 (1961); — Selected Topics in Radiation Dosimetry, S. 549. Wien: IAEA 1961. — [30] Glöde, H., u. E. Tausig: DBP 936408. — [31] Hess, B.: DBP 940847. — [32] Hess, B.: Z. angew. Phys. **11**, 449 (1959). — [33] Hine, G. J.: Phys. Rev. **82**, 755 (1951); — Nucleonics **10**, 9 (1952). — [34] Baeyer, H. I. v.: Z. Physik **95**, 417 (1935). — [35] Droste, G. v.: Z. Physik **100**, 529 (1936). — [36] Johns, H. E., D. V. Cormack, S. A. Denesuk, and G. F. Whitmore: Can. J. Phys. **30**, 556 (1952). — [37] Grodstein, G. W.: NBS Circular 583. — [38] Siegbahn, K.: Beta and gamma-ray spectroscopy, S. 630. Amsterdam: North-Holland Publ. Comp. 1955. — [39] Wachsmann, F.: Strahlentherapie **83**, 41 (1950). — [40] Jaeger, R. G.: Dosimetrie und Strahlenschutz, S. 156. Stuttgart: Thieme 1959.

Harald F. H. Warrikhoff
Abt. Prof. Dr. R. Hosemann
Fritz Haber-Institut der Max Planck-Gesellschaft,
1 Berlin 33 (Dahlem)
Faradayweg 4—6

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Zusammenfassung

Der Strom des Röntgenelementes kommt durch einen Differenzeffekt zustande. Bei Bestrahlung liefern die beiden Elektroden des Elements unterschiedliche Ausbeuten an ausgelösten Primärelektronen. An diesem Strom sind sowohl Photo- als auch Compton-Elektronen beteiligt. Der Rückstreueffekt an der Gegenelektrode spielt eine ganz wesentliche Rolle und wird in den Rechnungen durch den Botheschen Rückstreukoeffizienten quantitativ, aber nur für Einfachrückstreuung, berücksichtigt. Die in beiden Elektroden ausgelösten Sekundärelektronen kompensieren sich, solange zwischen den Elektroden keine Potentialdifferenz besteht, in erster Näherung zu Null.

Es wird gezeigt, daß die geometriebedingte Empfindlichkeit (Spannungszuwachs pro Dosiseinheit) von Dosimetern mit zylindrischen Röntgenelementen dem Radius der Außenelektrode proportional ist und daß eine Unterteilung des Element-Volumens mit mehreren Elektrodenpaaren bei Spannungsmessung keinen Gewinn bringt.

So werden einfache zylindrische Röntgenelemente mit Vakuum als Isolator zunächst theoretisch näher untersucht. Die Berechnungen erfolgen sowohl für das sog. Mantelelement als auch für das Stabelement. Beim ersteren umhüllt die Schwermetell-Elektrode diejenige aus Leichtmetall, beim letzteren liegt die stabförmige Schwermetall-Elektrode innen.

Für harte Gammastrahlung ist das Mantelelement günstiger. Das optimale Radienverhältnis der konzentrischen Elektroden ist in beiden Fällen für kleine Spannungen am Element gleich 1/e. Die Empfindlichkeit steigt mit der Größe der Ordnungszahl-Differenz der Elektrodenmaterialien, während die Wellenlängenabhängigkeit im gleichen Sinn abnimmt. Bei höheren Elementspannungen kann sich die Wellenlängenabhängigkeit in steigendem Maße bemerkbar machen. Die Empfindlichkeit des Elements nimmt mit steigender Spannung (Dosis) ab und kompensiert in gewissem Umfang die quadratische Charakteristik eines angeschlossenen idiostatischen Elektrometers.

Im Anschluß an diese theoretischen Überlegungen werden die mit verschiedenen Röntgenelementen durchgeführten Experimente, der allgemeine Versuchsaufbau und die Konstruktionsweise der Elemente beschrieben. Das Vakuum muß besser als $1 \cdot 10^{-3}$ Torr sein. Die optimale Elektrodendicke entspricht — wie bei den Zählrohren — der maximalen Reichweite der ausgelösten Elektronen. Die Empfindlichkeit steigt monoton mit der Größe der Ordnungszahl-Differenz der verwendeten Elektroden, während die Wellenlängenabhängigkeit abnimmt. Die eigenen experimentellen Ergebnisse stimmen sehr befriedigend mit den berechneten Empfindlichkeitswerten überein und beweisen somit, daß die in der theoretischen Behandlung durchgeführten Vereinfachungen sinnvoll waren. Bei optimaler Bauweise erhält man mit einem Blei-Kohlenstoff-Mantelelement von 20 mm Außendurchmesser eine Empfindlichkeit von 1,3 V/r bei Co-60- bzw. 3,4 V/r bei Cs-137-Strahlung.

Schließlich wird das Problem der Wellenlängenabhängigkeit ausführlich behandelt. Es wird die Funktionsweise der bekannten elektrischen Strahlungsdetektoren schematisiert und gezeigt, daß die Luftäquivalenz des Detektormaterials kein allgemein gültiges Indiz für einen dosisproportionalen Meßeffekt darstellt. Insbesondere bei Detektoren, bei denen die Anzahl der von der Strahlung ausgelösten Elektronen, aber nicht ihre Energie zur Messung gelangt, darf gerade kein luftäquivalentes Material Verwendung finden.

Anstelle der zur Verringerung der Wellenlängenabhängigkeit oft angewandten Filterung der Primärstrahlung wird bei der hier behandelten Methode der Elektronenfilterung die von der Röntgen- und Gammastrahlung aus den Elektroden ausgelöste Elektronenemission in Abhängigkeit von der Härte der Primärstrahlung so geschwächt oder verstärkt, daß sich ein praktisch dosisproportionaler Meßeffekt ergibt. Die Anwendung dieser Methode auf das Röntgenelement führte bei einer zylindrischen Ausführungsform mit Blei-Außenelektrode (Mantelelement) und einem Graphitstab als Innenelektrode mit Elektronenfiltern aus Kupfer von 80 mg/cm² und einem Fenster für weiche Strahlung im Bereich von 80 keV . . . 1,25 MeV zu einer mittleren Empfindlichkeit von 0,48 V/r bei einer Wellenlängenabhängigkeit von nur $\pm$ 8%.

Lebenslauf

Am 11. Januar 1932 wurde ich als Sohn des Nationalökonomen Dr.phil. et jur. Harald Braeutigam und seiner Ehefrau, der Pianistin Alexandra L. Braeutigam-Warrikoff in Berlin geboren. Von 1938 bis 1942 besuchte ich die Volksschulen in Berlin-Friedenau und in Unterberg bei Posen und von 1943 bis 1950 das Bismarck-Gymnasium in Berlin-Wilmersdorf, das Staatliche Gymnasium in Posen und die Goethe-Schule (humanistischer Zweig) in Berlin-Wilmersdorf, wo ich auch die Reifeprüfung ablegte. Im Winter-Semester 1950/51 begann ich mein Physik-Studium an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz. Mit dem Sommer-Semester 1952 setzte ich mein Studium an der Freien Universität Berlin fort und legte 1954 meine Diplom-Vorprüfung ab. Seit dem 17. Juni 1953 führe ich den Mädchen- und Künstlernamen meiner Mutter als Familiennamen. In der Zeit vom 1. März 1955 bis zum 31. Januar 1956 mußte ich aus finanziellen Gründen mein Studium unterbrechen und arbeitete während dieser Zeit als Werkstudent in der AEG-Röhrenfabrik, Berlin.
Am 1. Februar 1956 begann ich mit der hier vorliegenden Arbeit im Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft.
Meine Lehrer während des Hochschulstudiums waren:
In Experimentalphysik die Professoren Honerjäger, Klages, Klumb, Lassen, sowie Dr. Broser und Dr. Lichte. In theoretischer Physik die Professoren Ludwig, Moliére, Päsler und Dr. Müller. In Chemie die Professoren Lautsch, Lorenz, Ueberreiter, Vetter, Wieland. In Mathematik die Professoren Dinghas, Furch, Köthe, Levi, Ostmann, Rembs, Ritter, Schmieden, Wielandt und Dr. Schäfke. In Statistik und Wahrscheinlichkeitslehre die Professoren Münzner und Nicolas.